UNTERSUCHUNG DER STIMULIERTEN BRILLOUIN RÜCKSTREUUNG BEI DER LASER-PLASMA-WECHSELWIRKUNG

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

JÜRGEN HANDKE

aus Westerholt

Bochum 1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41549226_0031

UNTERSUCHUNG DER STIMULIERTEN BRILLOUIN RÜCKSTREUUNG BEI DER LASER-PLASMA-WECHSELWIRKUNG

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

JÜRGEN HANDKE

aus Westerholt

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am: 24.Mai 1982

Tag der mündlichen Prüfung: 30.Juni 1982

keferent: Prof. Dr. B. Kronast

Korreferent: Prof. Dr. H. Schlüter

Inhalt

		Seite
	Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	iii
I.	Einleitung	1
II.	Theoretischer Hintergrund für die SBS	4
II.1.	Herleitung von Schwellwertbeziehung und Anwachsraten	4
II.2.	Anwendung der theoretischen Beziehungen auf die vorliegenden Wechselwirkungsbedingungen	16
III.	Modifikation des Ausgangsplasmas durch die einfallende Laserstrahlung	25
III.1.	Absorption durch inverse Bremsstrahlung	26
III.2.	Wärmeleitung	29
III.2.1.	Bestimmung der Gradientenlänge	30
III.2.2.	Klassische Wärmeleitung nach Spitzer	34
III.2.3.	Flußbegrenzte Wärmeleitung	37
III.3.	Ionenheizung	41
III.4.	Selbstfokussierung und Filamentierung	43
III.5.	Zusammenfassung in einem einfachen Heizmodell	44
IV.	Experimentelle Komponenten	49
IV.1.	Z-Pinch	49
IV.2.	CO_2-Lasersystem	52
IV.3.	Infrarot-Detektoren	64
V.	Aufbau der Wechselwirkungsexperimente	68
VI.	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	73

VI.1. Rückgestreute Leistung als Funktion der Bestrahlungsstärke 73

VI.2. Spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung zur Identifikation von SBS 80

VI.3. Räumliche Verteilung der rückgestreuten Strahlung 83

VI.4. Abschätzung von SBS-Anwachsraten in Schwellwertnähe 92

VI.5. Alternativbestimmung von Anwachsraten aus "verzögertem SBS-Einsatz" 95

VI.6. Vergleich von theoretischem und experimentellem Schwellwert für SBS 100

VI.7. Konsistente Bestätigung des Heizmodells durch SBS-Messungen 105

VI.7.1. Variation der geometrischen Wechselwirkungsbedingungen 105

VI.7.2. Variation der Plasmadichte 108

VII. Vergleich zu Messungen anderer Autoren 112

VIII. Zusammenfassung 129

Verzeichnis der Symbole 132

Literaturverzeichnis 136

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

		Seite
Abb.II-1	ω-k Diagramm für den Prozeß der Stimulierten Brillouin Rückstreuung	5
Abb.II-2	Diagramm der Wellenvektoren für Nicht-Vorwärtsstreuung	17
Abb.II-3	Vergleich verschiedener Approximationen für die Ionen-Landaudämpfung Γ_p	20
Abb.II-4	Γ_p, Γ_-, ω_s als Funktion von $k_B T_e$	21
Abb.II-5	Schwellwertbestrahlungsstärke als Funktion von T_e/T_i	22
Abb.II-6	SBS-Anwachsraten in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke	24
Abb.III-1	Absorptionskoeffizient für lineare inverse Bremsstrahlung in Abhängigkeit von $k_B T_e$	27
Abb.III-2	Korrekturfaktor für hohe Feldstärkeparameter	29
Abb.III-3	Energieverteilung der Laserstrahlung	31
Abb.III-4	Zusammenhang zwischen Energie- und Temperaturverteilung	33
Abb.III-5	Vergleich zwischen Gradientenlänge und freier Weglänge der Elektronen	35
Abb.III-6	Zusammenhang zwischen Gradientenlänge und Flußbegrenzungsparameter	39
Abb.III-7	Energieaustauschzeit zwischen Elektronen und Ionen	42
Abb.III-8	Geometrie des Wechselwirkungsvolumen	46
Abb.III-9	Bestimmung der Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke	48
Tab.IV-1	Elektrische Daten der Z-Pinch Anlage	49
Abb.IV-1	Zeitabhängiges Ausgangssignal des Plasmamonitors	50

Abb.IV-2	Radiale Verteilung der Elektronendichte	51
Abb.IV-3	Aufweitung eines Gaußschen Strahlenbündels	53
Abb.IV-4	Aufbau des CO_2-Lasersystems	55
Abb.IV-5	Aufbau des elektronenstrahlangeregten Lasersystems	57
Abb.IV-6	Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung des CO_2-Lasersystems	59
Abb.IV-7	Nahfeldverteilung der Laseremission	61
Abb.IV-8	Fernfeldverteilung der Laseremission	62
Abb.IV-9	Energieprofil im Fokus einer Linse mit 714 mm Brennweite	63
Tab.IV-2	Leistungsmessende Detektoren	65
Abb.IV-10	Schematische Darstellung der Kamerasignale	67
Abb.V-1	Standardaufbau des Wechselwirkungsexperimentes	69
Abb.V-2	Geometrie des Wechselwirkungsbereiches	70
Abb.V-3	Aufbau zur Messung der räumlichen Verteilung von Laser- und rückgestreuter Strahlung	73
Abb.VI-1	Typische Detektorsignale von D2 und D3	74
Abb.VI-2	Relative Rückstreuung als Funktion der Bestrahlungsstärke	75
Abb.VI-3	Relative Rückstreuung einer einzelnen Pulsfolge	79
Abb.VI-4	Spektrale Verteilung von Laser- und rückgestreuter Strahlung	81
Abb.VI-5	Räumliche Verteilung zur Unterscheidung von SBS und geometrischer Reflexion	84
Abb.VI-6	Maskenexperiment I	86
Abb.VI-7	Maskenexperiment II	87
Abb.VI-8	Abbrandaufnahme der Laserstrahlung im Fokus einer Linse mit f = 714 mm	89

Abb.VI-9	Vergleich der Energieverteilung von Laserstrahlung und SBS	90
Abb.VI-10	Zeitlicher Verlauf der rückgestreuten Leistung	93
Abb.VI-11	Pulsform von rückgestreuter und Laserleistung	95
Abb.VI-12	Vergleich des zeitlichen Leistungsverlaufs von Laser- und SBS-Strahlung	96
Abb.VI-13	Vergleich des zeitlichen Leistungsverlaufs von Laser- und SBS-Strahlung	99
Abb.VI-14	Bestimmung des theoretischen Schwellwertes für SBS	100
Abb.VI-15	Vergleich von theoretischem und experimentellem Schwellwert	102
Abb.VI-16	Vergleich von Schwellwert und Anwachsraten	104
Abb.VI-17	Zusammenhang zwischen Schwellwertbestrahlungsstärke und Wechselwirkungsradius	105
Tab.VI-1	Bestimmung der Plasmatemperaturen aus der gemessenen Frequenzverschiebung	109
Tab.VI-2	Vergleich von berechneter und gemessener Schwellwertbestrahlungsstärke	110
Abb.VII-1	Vergleich verschiedener Wechselwirkungsexperimente	113
Abb.VII-2	SBS in Fällen strukturierter Laserpulse	116
Abb.VII-3	SBS in Fällen strukturierter Laserpulse	116
Abb.VII-4	Verhältnisse bei "glattem" Laserpuls	116
Abb.VII-5	SBS-Spektrum für den Fall, daß dem Pulszug der Laserstrahlung Untergrundstrahlung überlagert ist	119

I. Einleitung

Seit Beginn der Arbeiten zur Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit Materie vor dem Hintergrund einer angestrebten laserinduzierten Kernfusion steht die Untersuchung parametrischer Instabilitäten mit im Mittelpunkt des Interesses. Besondere Bedeutung fällt dabei der "Stimulierten Brillouin Streuung" (SBS) zu, da bei diesem Prozeß entsprechend der Manley-Rowe Beziehung der weitaus größte Teil der vom Laser gelieferten Strahlungsenergie vom Plasma zurückgestreut werden kann. Gerade im Hinblick auf eine angestrebte Energiegewinnung auf der Basis des Trägheitseinschlusses muß aber die erzeugte Laserstrahlung möglichst effektiv ins Plasma eingekoppelt werden. Damit bewirkt das Auftreten von SBS in jedem Fall eine Reduktion der Effektivität. Zuvor aber muß schon zum Erreichen des gewünschten thermonuklearen Prozesses das Plasma durch die Laserstrahlung geheizt werden. Somit bedeutet das Vorhandensein von SBS, daß der Laser noch mehr Energie liefern muß. Angesichts des enormen Aufwandes bei der Entwicklung fusionsorientierter Lasersysteme wird es um so deutlicher, wie wichtig es ist, den Prozeß der SBS detailliert zu verstehen.

Es ist an dieser Stelle nicht möglich, einen Überblick über die Vielzahl der Experimente zu geben, die zu diesem Themenbereich bisher schon durchgeführt wurden. Auch eine Beschränkung auf Arbeiten, die die Wechselwirkung zwischen CO_2- Lasern und Plasmen untersuchen, stellt keine wesentliche Vereinfachung dar. Deshalb sei hier nur auf einen Übersichtsartikel von F.F.Chen[*1*] von 1980 und eine Arbeit von Z.A.Pietrzyk und T.N.Carlstrom[*2*] von 1979 verwiesen. Es hat sich gezeigt, daß trotz aller experimenteller Bemühungen die SBS noch nicht hinreichend gut verstanden ist. Der Hauptgrund dafür liegt in der enormen Streuung der experimentellen Ergebnisse. So werden zum Beispiel Sättigungsgrade für SBS zwischen 0,3%[*2*] und 60%[*3*] - bezogen auf die Leistung der einfallenden Laserstrahlung - berichtet. Ur-

sache für diese Unterschiede sind die im allgemeinen unzureichend gut definierten Wechselwirkungsbedingungen. So wurden die meisten Arbeiten zur SBS an Pellet-Experimenten durchgeführt. Damit sind verschiedene Nachteile verbunden: Zum einen müssen die parametrischen Prozesse mit dem Laser untersucht werden, der auch das Plasma erzeugt. Diese Kopplung kann eine Variation der Wechselwirkungsbedingungen ernsthaft erschweren. Hinzu kommt, daß die Plasmen sehr starke Dichte- und Temperaturgradienten haben und zusätzlich aufgrund der geringen Plasmaausdehnung ortsaufgelöste Messungen oft nicht möglich sind. Außerdem verändern sich die Plasmaparameter auch zeitlich gesehen so schnell, daß zeitaufgelöste Messungen meist nur mit größten Schwierigkeiten machbar sind. Aufgrund der hohen Plasmadynamik kann sich der SBS-Frequenzverschiebung eine betragsmäßig vergleichbare oder sogar größere Dopplerverschiebung überlagern[*50,52*]. Schließlich weisen die typischen Pellet-Plasmen auch überkritisch dichte Schichten auf, an denen Reflexionen erfolgen[*4*]. Durch alle diese Effekte wird eine Interpretation der gewonnenen Ergebnisse erschwert.

Um die aufgezeigten Schwierigkeiten zu umgehen, untersuchen wir bei wohldefinierten Voraussetzungen die Wechselwirkung eines fremderzeugten Plasmas mit einem Laser, der zu einem kontrollierbaren Zeitpunkt einstrahlt.

Das in einer Z-Pinch-Entladung erzeugte Plasma ist vollionisiert, homogen und ausgedehnt. Das Fehlen von Temperatur- und Dichtegradienten entlang des Wechselwirkungsbereichs vereinfacht die Behandlung des theoretischen Hintergrundes zur SBS entsprechend Kapitel II.

Auch der Laser arbeitet unter wohldefinierten Bedingungen: Die Emission ist monochromatisch und der zeitliche Leistungsverlauf ist ebensogut bekannt wie auch die Bestrahlungsstärke und deren Verteilung im Wechselwirkungsvolumen. Deshalb kann auch die Modifikation des Ausgangsplasmas durch die einfallende Laserstrahlung mit relativ geringem Aufwand beschrieben werden, was der Inhalt von Kapitel III ist.

Nach einer detaillierten Beschreibung der experimentellen Komponenten in Abschnitt IV und des Aufbaus der Wechselwirkungsexperimente in Kapitel V werden schließlich in Abschnitt VI die experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Abschließend werden die Resultate unserer Arbeit mit denen anderer Autoren verglichen.

II. Theoretischer Hintergrund für die SBS

Es gibt zahlreiche umfangreiche theoretische Behandlungen der SBS in der Literatur. Einige davon beschreiben zunächst den gesamten Komplex der verschiedenen parametrischen Instabilitäten mit Hilfe eines einheitlichen - dafür aber recht komplexen - Formalismus[*5,6*]. Dagegen lehnt sich die folgende kurze Herleitung von Schwellwert und Anwachsraten an die Rechnungen von Forslund und Mitarbeitern[*7*] an und ist direkt auf die Verhältnisse bei der SBS ausgerichtet. Bedingt durch die wohldefinierten Voraussetzungen unseres Experimentes braucht dabei nicht auf die Problematik der Fälle eingegangen zu werden, in denen die Instabilität in inhomogenen Plasmen anwächst oder die räumliche Ausdehnung des Plasmas nur wenige Wellenlängen der Laserstrahlung beträgt. Anschließend folgt eine noch weitergehende Spezialisierung auf die Wechselwirkungsbedingungen unseres Experimentes. Aus diesem Grunde wird auch im folgenden unter der Bezeichnung "SBS" stets die "Stimulierte Brillouin Rückstreuung" verstanden, sofern keine anderen Angaben gemacht sind. In allen theoretischen und experimentellen Arbeiten hat sich dieser Effekt als dominant gegenüber der Seitwärtsstreuung gezeigt.

II.1. Herleitung von Schwellwertbeziehung und Anwachsraten

Die parametrische Umwandlung eines Laserphotons in ein Photon geringfügig kleinerer Energie und ein ionenakustisches Phonon ist bekannt unter der Bezeichnung "Stimulierte Brillouin Streuung". Einfallende Laserwelle (ω_o, k_o) und gestreute Welle (ω_-, k_-) müssen die Dispersionsbeziehung für elektromagnetische Wellen im Plasma erfüllen

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 , \qquad (1)$$

während es sich bei der im Plasma angeregten Welle (ω_s, k_s) um eine Ionenschallwelle handelt, die folgender Dispersionsbeziehung genügt:

$$\omega_s = k_s c_s \quad (2)$$

Dabei gilt für die Ionenschallgeschwindigkeit[*8*] c_s:

$$c_s^2 = Z \frac{\gamma_e k_B T_e}{m_i} \frac{1}{1+k_s^2 \lambda_D^2} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \quad (3)$$

An dieser Stelle soll noch ausdrücklich darauf verwiesen werden, daß für unsere Anwendungen bei der Schallgeschwindigkeit die Ionentemperatur $k_B T_i$ stets neben der Elektronentemperatur $k_B T_e$ mit zu berücksichtigen ist. In unserem Plasma gilt im allgemeinen nicht $T_e \gg T_i$, eine Bedingung, die in die meisten theoretischen Herleitungen eingeht. Wird das erzeugte Photon in die Richtung reemittiert, aus der das Laserphoton kam, so handelt es sich um den Prozeß

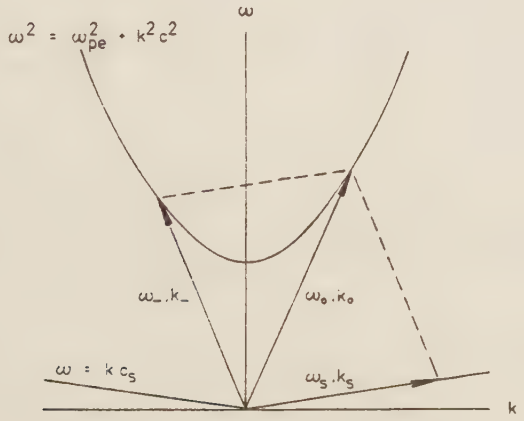


Abb. II-1 ω-k Diagramm für den Prozeß der Stimulierten Brillouin Rückstreuung.

der "Rückstreuung". Dieser Spezialfall kann entsprechend Abbildung II-1 durch eine Parallelogrammkonstruktion im ω-k Diagramm dargestellt werden, die die Erfüllung von Energie- und Impulserhaltungssatz für diesen 3-Wellen-Prozeß beinhaltet.

Um die Kopplung der am SBS-Prozeß beteiligten Wellen beschreiben zu können, kann man ausgehen von den Standardgleichungen zur Beschreibung eines Plasmas mittels der 2-Flüssigkeitstheorie - (4), (5) - und den Maxwellgleichungen (6) - (9):

$$(4)\quad \frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} + (\vec{u}_j \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}_j = \frac{q_j}{m_j} (-\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) + \frac{q_j}{m_j} \vec{u}_j \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) - \frac{\gamma_j k_B T_j}{m_j n_j} \vec{\nabla} n_j ,$$

$$(5)\quad \frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} (n_j \vec{u}_j) = 0 ,$$

$$(6)\quad c^2 \nabla^2 \vec{A} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = - \frac{1}{\varepsilon_o} \vec{j} + \frac{\partial \vec{\nabla}\Phi}{\partial t} ,$$

$$(7)\quad \nabla^2 \Phi = - \frac{1}{\varepsilon_o} \sum_j q_j n_j ,$$

$$(8)\quad \vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} ,$$

$$(9)\quad \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 .$$

$\vec{u}_j$ ist dabei die Flüssigkeitsgeschwindigkeit der Teilchensorte j (Elektronen oder Ionen), Φ das elektrische Potential, $\vec{A}$ das Vektorpotential, $\vec{E}$ das selbstkonsistente elektrische Feld, $\vec{j}$ die elektrische Stromdichte, n_j die Teilchendichte und γ_j das Verhältnis der spezifischen Wärmen (c_p/c_v) der Teilchensorte j. Um die notwendigen Rechnungen überschaubarer zu halten, wird von vornherein vorausgesetzt, daß es sich bei der Pumpwelle um eine ebene elektromagnetische Welle handelt, die sich in x-Richtung ausbreitet. Außerdem wird die Feldstärke der Pumpwelle als so klein angenommen, daß eine nichtrelativistische Behandlung des Problems möglich ist. Diese Annahme bedeutet keine Einschränkung bei der Anwendung auf unser Experiment, da die auftretenden maximalen Bestrahlungsstärken von etwa 10^{17} Wm^{-2} keine relativistische Beschreibung erfordern.
Betrachtet man nun mit diesen Voraussetzungen zunächst die Elektronen, so ernält man folgende Bewegungsgleichung:

$$(10) \qquad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_A \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2\nabla^2\right)\vec{A} = -\omega_{pe}^2 \frac{n_{ex}}{n^o}\vec{A}.$$

Dabei wurde die Elektronendichte n_e aufgespalten in einen ortsunabhängigen Anteil n^o und einen veränderlichen Anteil $n_{ex}(x)$, d.h.:

$$(11) \qquad n^o + n_{ex} = n_e .$$

Außerdem wurde die Dämpfungsrate Γ_A der Welle A eingeführt. Entsprechend der Dämpfung elektromagnetischer Wellen durch inverse Bremsstrahlungsabsorption ergibt sich:

$$(12) \qquad \Gamma_A = \nu_{ei} \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_o^2} .$$

ν_{ei} ist dabei die Elektronen-Ionen Stoßfrequenz, ω_{pe} die Elektronenplasmafrequenz und ω_o die Frequenz der Welle A. Da in (10) die Größe n_{ex} auch von $\vec{A}$ abhängig ist, wird zur Lösung eine weitere Beziehung für n_{ex} benötigt. Dazu wer-

den die Gleichungen (4) - (6) benutzt. Führt man weiterhin die thermischen Geschwindigkeiten $\vec{v}_j$ ein mit

$$(13) \qquad v_j^2 = \frac{k_B T_j}{m_j} \quad ,$$

so erhält man

$$(14) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{Re}\frac{\partial}{\partial t} - \gamma_e v_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) n_{ex} + \omega_{pe}^2 (n_{ex} - n_{ix}) = \frac{e^2 n^o}{2m^2} \nabla^2 \left(\vec{A}\cdot\vec{A} \right) ,$$

$$(15) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{Ri}\frac{\partial}{\partial t} - \gamma_i v_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) n_{ix} + \omega_{pi}^2 (n_{ix} - n_{ex}) = 0 .$$

Entsprechend der Gleichung (10) wurde auch in (14) und (15) eine Dämpfungsrate Γ_P eingeführt, die die Dämpfung der im Plasma angeregten Welle beschreibt. Aus dem Term

$$\frac{e^2 n^o}{2\, m^2} \nabla^2 \left(\vec{A}\cdot\vec{A} \right)$$

in (14) leitet sich die ponderomotorische Kraft auf die Elektronen ab. Für die Ionen wurde in (15) die entsprechende Kraft vernachlässigt, da sie mit dem Massenverhältnis m/m_i kleiner ist als auf die Elektronen.
Die Gleichungen (10), (14) und (15) stellen einen vollständigen Satz von Gleichungen dar, den es im Folgenden zu lösen gilt.
Setzt man die rechte Seite von (10) gleich 0, so wird die so entstehende Gleichung durch das Vektorpotential einer zirkularpolarisierten Welle gelöst*53*:

$$(16) \quad \vec{A}_o = -\frac{\vec{E}_o}{\omega_o} \left[\vec{\epsilon}_y \cos(\omega_o t - k_o x) + \vec{\epsilon}_z \sin(\omega_o t - k_o x) \right].$$

Dabei gilt für $\vec{E}_o$:

$$(17) \quad \vec{E}_o = - \frac{\partial \vec{A}_o}{\partial t} .$$

Die Elektronen oszillieren mit der sogenannten "Quivergeschwindigkeit" $\vec{v}_o$ im Feld der Pumpwelle, wobei gilt:

$$(18) \quad v_o^2 = \frac{e^2 E_o^2}{m^2 \omega_o^2} .$$

Mit dem Ansatz (16) für $\vec{A}_o$ und dem Sonderfall $\Gamma_{Ao} = 0$ erhält man aus (10) die Dispersionsbeziehung für elektromagnetische Wellen (1).
Um die Stabilität der erhaltenen Lösungen zu untersuchen, betrachten wir nun harmonische Störungen der Form

$$(19) \quad n_j = \frac{1}{2}\{\sum_{m=-\infty}^{\infty} n_{jm} e^{i[(\omega+m\omega_o)t - (k+mk_o)x]} + c.c.\} ,$$

$$(19a) \quad n_j = \frac{1}{2}\{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{N}_{jm} + \mathcal{N}_{jm}^*\} ,$$

$$(20) \quad \vec{A} = \frac{1}{2}\{ \vec{A}_o e^{i(\omega_o t - k_o x)} + \sum_{m=-\infty, \neq 0}^{\infty} \vec{A}_m e^{i(\omega+m\omega_o)t-(k+mk_o)x} + c.c. \} ,$$

$$(20a) \quad \vec{A} = \frac{1}{2}\{ \mathcal{A}_o + \mathcal{A}_o^* + \sum_{m=-\infty, \neq 0}^{\infty} \mathcal{A}_m + \sum_{m=-\infty, \neq 0}^{\infty} \mathcal{A}_m^* \} .$$

Beschränkt man sich nun auf den einfachsten Fall der Dichtestörung mit $m = 0$, so erkennt man anhand der Gleichungen (10), (14) und (15), daß nur die Komponenten mit $m = \pm 1$ von $\vec{A}$ Beiträge dazu liefern. Damit ergeben sich folgende Beziehungen:

$$(21) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{A_o} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{A}_o = - \frac{\omega_{pe}^2}{2 n^o} \left(\mathcal{N}_{ex} \mathcal{A}_{-1}^* + \mathcal{N}_{ex}^* \mathcal{A}_{+1} \right) ,$$

$$(22)\quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{A_{+1}} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{A}_{+1} = - \frac{\omega_{pe}^2}{2\, n^o} \mathcal{N}_{ex} \mathcal{A}_o \,,$$

$$(23)\quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{A_{-1}} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{A}_{-1} = - \frac{\omega_{pe}^2}{2\, n^o} \mathcal{N}_{ex} \mathcal{A}_o^* \,,$$

$$(24)\quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{Pe} \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_e v_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{N}_{ex} + \omega_{pe}^2 (\mathcal{N}_{ex} - \mathcal{N}_{ix}) = \frac{e^2 n^o}{2\, m^2} \nabla^2 (\mathcal{A}_o \mathcal{A}_{-1} + \mathcal{A}_o^* \mathcal{A}_{+1}) \,,$$

$$(25)\quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{Pi} \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_i v_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \mathcal{N}_{ix} + \omega_{pi}^2 (\mathcal{N}_{ix} - \mathcal{N}_{ex}) = 0 \,.$$

Im Rahmen einer linearen Theorie kann das System von Gleichungen - (21) bis (25) - recht einfach gelöst werden. Dazu wird die rechte Seite von (21) gleich 0 gesetzt. Ferner ersetzt man $\frac{\partial}{\partial t}$ durch $i(\omega + m\omega_o)$ und $\frac{\partial}{\partial x}$ durch $-i(k + mk_o)$. Im allgemeinen Fall erhält man letztlich eine Dispersionsbeziehung der Form

$$(26)\quad \frac{1}{\chi_i + 1} + \frac{1}{\chi_e} = \frac{k^2 v_o^2}{2} \left[\frac{1}{\bar{\omega}_-^2 - \omega_{pe}^2 - c^2 k_-^2} + \frac{1}{\bar{\omega}_+^2 - \omega_{pe}^2 - c^2 k_+^2} \right]$$

mit den Ersetzungen:

$$(27)\quad \chi_e = \frac{-\omega_{pe}^2}{\bar{\omega}^2 - \gamma_e v_e^2 k^2} \,,$$

$$(28)\quad \chi_i = \frac{-\omega_{pi}^2}{\bar{\omega}^2 - \gamma_i v_i^2 k^2} \,,$$

$$(29) \qquad \bar{\omega}_{\pm} = \omega \pm \omega_o + i\gamma_{\pm} \ ,$$

$$(30) \qquad \vec{k}_{\pm} = \vec{k} \pm \vec{k}_o \ ,$$

$$(31) \qquad \bar{\omega} = \omega - i\gamma_P \ .$$

Mit Gleichung (26) können die parametrischen Instabilitäten beschrieben werden, bei denen eine gestreute Welle elektromagnetischer Natur ist. Entsprechende Prozesse sind Stimulierte Brillouin-, Raman- und Comptonstreuung. Eine Verallgemeinerung auf nicht notwendig kolineare Wellenausbreitung und elektrostatische wie elektromagnetische Fälle lautet*5,6*:

$$(32) \quad \frac{1}{\chi_i + 1} + \frac{1}{\chi_e} = \frac{k^2}{4}\left[\frac{\left|\vec{k}_+ \times \vec{v}_o\right|^2}{k_+^2 D_+} - \frac{\left|\vec{k}_+ \cdot \vec{v}_o\right|^2}{k_+^2 \omega_+^2 \varepsilon_+} + \frac{\left|\vec{k}_- \times \vec{v}_o\right|^2}{k_-^2 D_-} - \frac{\left|\vec{k}_- \cdot \vec{v}_o\right|^2}{k_-^2 \omega_-^2 \varepsilon_-} \right]$$

wobei $\varepsilon_{\pm}$ die Dielektrizitätskonstante bei der Frequenz $\omega_{\pm}$ ist und ferner gilt:

$$(33) \qquad \omega_{\pm} = \omega \pm \omega_o \ ,$$

$$(34) \qquad D_{\pm} = k_{\pm}^2 c^2 - \omega_{\pm}^2 \varepsilon_{\pm} \ .$$

Nach diesem verallgemeinernden Ausblick auf verschiedene parametrische Instabilitäten sollen nun Schwellwert und Anwachsraten für die SBS-Rückstreuung für die speziellen Be-

dingungen unseres Experimentes aus den Gleichungen (21) bis (25) hergeleitet werden.
Für den Fall der Rückstreuung ergibt sich gemäß Abbildung II-1, daß die antistokessche Komponente mit $(\omega+\omega_o)$, wie sie durch $\mathcal{A}_{+1}$ beschrieben wird, aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung nicht auftreten kann. Damit braucht im Folgenden $\mathcal{A}_{+1}$ im Gleichungssystem (21) bis (25) nicht berücksichtigt zu werden. Eine genauere Analyse zeigt, daß die Vereinfachung gültig ist, solange gilt:

$$\omega \ll \frac{c^2 \vec{k}_o \cdot \vec{k}}{\omega_o} \quad . \tag{35}$$

Die Approximation wird dann ungültig, wenn entweder $|\vec{k}| \ll |\vec{k}_o|$ oder aber $\vec{k}$ senkrecht zu $\vec{k}_o$ wird. Beides ist im Fall der SBS-Rückstreuung im unterkritisch dichten Plasma nicht der Fall, wo $|\vec{k}|$ ungefähr $2|\vec{k}_o|$ ist und $\vec{k}$ und $\vec{k}_o$ parallel sind. Im Rahmen einer linearen Theorie ergibt sich damit aus den Gleichungen (21) und (23) bis (25):

$$(-\omega_o^2 + \omega_{pe}^2 + c^2 k_o^2)\,\mathcal{A}_o = 0 \,, \tag{36}$$

$$-(\omega-\omega_o)^2 + 2i\Gamma_{A_{-1}}(\omega-\omega_o) + \omega_{pe}^2 + c^2(k-k_o)^2\,\mathcal{A}_{-1} = -\frac{\omega_{pe}^2}{2n^o}\,\mathcal{N}_{ex}\mathcal{A}_o^* \,, \tag{37}$$

$$(-\omega^2 + 2i\Gamma_{pe}\omega + \gamma_e v_e^2 k^2)\,\mathcal{N}_{ex} + \omega_{pe}^2(\mathcal{N}_{ex}-\mathcal{N}_{ix}) = \frac{e^2 n^o}{2m^2}\nabla^2(\mathcal{A}_o\mathcal{A}_{-1}) \,, \tag{38}$$

$$(-\omega^2 + 2i\Gamma_{pi}\omega + \gamma_i v_i^2 k^2)\,\mathcal{N}_{ix} + \omega_{pi}^2(\mathcal{N}_{ix}-\mathcal{N}_{ex}) = 0 \,. \tag{39}$$

Bei der durch die SBS im Plasma angeregten Ionenschallwelle handelt es sich um eine niederfrequente elektrostatische Welle, für die gilt:

$$|\omega| \ll |\omega_o| \,. \tag{40}$$

Nutzt man diese Beziehung aus und setzt weiterhin (36) in (37) ein, so ergibt sich:

$$\left(\omega - i\Gamma_{A_{-1}} + \frac{c^2k^2 - 2c^2\,\vec{k}\cdot\vec{k}_o}{2\,\omega_o} \right) \mathcal{A}_{-1} \approx - \frac{\omega_{pe}^2}{4\,\omega_o n^o} \mathcal{N}_{ex} \cdot \mathcal{A}_o^* \,. \tag{41}$$

Solange $T_e \geq T_i$ bleibt, was in unserem Plasma während der Beobachtungszeit gut erfüllt ist, ist die thermische Elektronengeschwindigkeit aufgrund des Massenverhältnisses m_i/m groß gegen die Ionenschallgeschwindigkeit. Damit vereinfacht sich (38) zu

$$(\gamma_e v_e^2 k^2) \mathcal{N}_{ex} + \omega_{pe}^2 (\mathcal{N}_{ex} - \mathcal{N}_{ix}) = \frac{e^2 n^o}{2\,m^2} \nabla^2 (\mathcal{A}_o \cdot \mathcal{A}_{-1}) \,. \tag{42}$$

Bestimmt man $\mathcal{A}_{-1}$ aus (41) und $\mathcal{N}_{ix}$ aus (39) und setzt beides in (42) ein, so erhält man:

$$\gamma_e v_e^2 k^2 \mathcal{N}_{ex} + \omega_{pe}^2 \left(1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pi}^2 - \omega^2 + 2i\Gamma_{Pi} + \gamma_i v_i^2 k^2}\right) \mathcal{N}_{ex}$$

$$= \frac{e^2 n^o}{2\,m^2} \frac{-\omega_{pe}^2}{4\,\omega_o n^o} \frac{1}{\omega - i\Gamma_{A_{-1}} + \frac{c^2k^2 - 2c^2\,\vec{k}\,\vec{k}_o}{2\omega_o}} \nabla^2 (\mathcal{A}_o \mathcal{A}_o^* \mathcal{N}_{ex}) \,. \tag{43}$$

Nach Auflösung des Klammerausdrucks auf der linken Seite von (43) wird eine erhebliche Vereinfachung erreicht, wenn Terme in ω^2 vernachlässigt werden gegen solche in ω_{Pi}^2. Dies stellt für unser Experiment keine wesentliche Einschränkung dar, da - wie sich später zeigen wird - ω^2

in der Größenordnung von $10^{22}\ s^{-2}$ liegt im Vergleich zu ω_{Pi}^2 zwischen 10^{24} und $10^{25}\ s^{-2}$. Unter Berücksichtigung von (3), (16) und (18) erhalten wir als für uns anwendbare Dispersionsbeziehung:

$$(44)\quad \left(\omega^2 - 2i\Gamma_{Pi}\omega - \omega_s^2\right)\left(\omega - i\Gamma_- + \frac{c^2k^2 - 2c^2\,\vec{k}\,\vec{k}_o}{2\,\omega_o}\right) = -\frac{k^2\,v_o^2\,\omega_{pi}^2}{4\,\omega_o}\ .$$

Wegen Gleichung (12) und (40) wurde außerdem benutzt:

$$\Gamma_{A_o} \approx \Gamma_{A_{-1}} := \Gamma_-\ .$$

Im Folgenden gilt weiterhin:

$$\Gamma_{Pi} := \Gamma_P\ .$$

Um aus Gleichung (44) Schwellwert und Anwachsraten für die SBS zu berechnen, muß man eine weitere Annahme an ω machen, die zu einer Unterteilung der Instabilität in verschiedene Bereiche führt. Entsprechend der resultierenden Proportionalität zwischen der Anwachsrate und einer Potenz von v_o/c bzw. E_o werden sie mit E_o^2, E_o und $E_o^{2/3}$ Bereich bezeichnet. Während in den ersten zwei Bereichen die Pumpwelle die Dispersionsbeziehung der elektrostatischen Welle nur schwach ändert, bestimmt sie im letzten Bereich die Eigenschaften der Welle.

Bereich der schwachen Kopplung

Für die Lösung der Dispersionsbeziehung in diesem Bereich wird der Ansatz gemacht:

$$(45)\qquad \omega = \mathrm{Re}(\omega) + i\ \mathrm{Im}(\omega) = \omega_s + i\gamma\ .$$

In dieser Näherung kann unter Ausnutzung von Energie- und Impulserhaltungssatz sowie der Dispersionsbeziehungen der beteiligten Wellen gezeigt werden, daß gilt:

$$(46) \qquad \frac{c^2k^2 - 2c^2\,\vec{k}\cdot\vec{k}_o}{2\omega_o} \approx -\omega_s \quad .$$

Unter Berücksichtigung von (45) und (46) erhält man aus der Gleichung (44) eine quadratische Gleichung in γ mit der Lösung:

$$(47) \qquad \gamma = \frac{1}{2}\left(\Gamma_- + \Gamma_P - \sqrt{(\Gamma_- - \Gamma_P)^2 + \frac{k^2 v_o^2 \omega_{pi}^2}{2\omega_o\omega_s}}\right) .$$

Es findet nur das Minuszeichen vor der Wurzel Verwendung, da nur so das γ negativ werden kann, was einer Anwachsrate entspricht. Ist γ positiv, bedeutet das im Rahmen der Herleitung eine Dämpfungsrate (vergl. (10), (14) oder (15)).
Abhängig von der Feldstärke der Pumpwelle, die durch den Term v_o^2 Eingang in Gleichung (47) findet, kann nun γ sowohl positiv wie auch negativ werden. Dabei entspricht der Nullübergang gerade dem Wert, bei dem der Schwellwert für die SBS erreicht wird. Damit ergibt sich:

$$(48) \qquad \left(\frac{v_o}{c}\right)^2_{\text{Schwellwert}} = 8\,\frac{\Gamma_-}{\omega_o}\,\frac{\Gamma_P}{\omega_s}\left[\frac{c_s}{c}\right]^2\left[\frac{\omega_o}{\omega_{pi}}\right]^2 .$$

Für einige Anwendungen hat es sich als sinnvoll erwiesen, einen sogenannten "Feldstärkeparameter" η einzuführen, der definiert ist durch

$$(49) \qquad \eta = \frac{v_o}{v_e} .$$

Mit Hilfe dieses Parameters und unter Verwendung von (12) läßt sich die Schwellwertbeziehung (48) dann umschreiben in die Form:

$$(50) \qquad \eta^2 = 4 \frac{\Gamma_P}{\omega_s} \frac{\nu_{ei}}{\omega_o} \beta^{-2} ,$$

wobei der Korrekturfaktor β aus dem Übergang von v_e zu c_s resultiert und für $T_e \gg T_i$ gegen 1 geht:

$$(51) \qquad \beta^2 = \frac{T_e}{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i} .$$

Im Schwellwertbereich kann die in Gleichung (47) auftretende Wurzel entwickelt werden, was zu der Beziehung führt:

$$(52) \qquad \gamma = - \frac{\frac{k^2 v_o^2 \omega_{pi}^2}{\delta \omega_o \omega_s} - \Gamma_- \cdot \Gamma_P}{\Gamma_- + \Gamma_P} .$$

Das Ergebnis ist typisch für Anwachsraten von verschiedenen parametrischen Instabilitäten direkt oberhalb ihres Schwellwertes: Ist der die Instabilität treibende Term groß gegen das Produkt der Dämpfungsraten Γ_- und Γ_P, so werden die Anwachsraten proportional zum Quadrat der Pumpfeldamplitude und damit direkt proportional zur Bestrahlungsstärke P/A. Wird diese immer größer, so werden die Voraussetzungen zur Wurzelentwicklung für Gleichung (52) ungültig. Der Term mit v_o^2 wird dominierend und gegen ihn können die Dämpfungsterme Γ_- und Γ_P vernachlässigt werden. Damit ergibt sich für die Anwachsrate:

$$(53) \qquad \gamma = - \frac{k v_o}{2} \frac{\omega_{pi}}{\sqrt{2 \omega_o \omega_s}} .$$

Entsprechend der Herleitung ist der Gültigkeitsbereich von (53) beschränkt auf $|\omega| \gg |\gamma| \gg \Gamma_-, \Gamma_P$.

Bereich der starken Kopplung

Wächst die Bestrahlungsstärke weiter an, so wird schließlich γ vergleichbar zu ω_s, was die Voraussetzungen für (52) und

(53) verletzt. Unter der Bedingung $|\omega| \gg \omega_s$ kann die Dispersionsbeziehung (44) jedoch stark vereinfacht werden:

$$(54) \qquad \omega^3 = ((\mathrm{Re}\,\omega) + i\gamma)^3 = -\frac{k^2 v_o^2 \omega_{pi}^2}{4\,\omega_o} ,$$

$$(55) \qquad \omega = \frac{1}{2}\,(1 - i\sqrt{3})\,\left(\frac{k_o^2 v_o^2 \omega_{pi}^2}{\omega_o}\right)^{\frac{1}{3}} .$$

Damit zeigt die Anwachsrate weit oberhalb des Schwellwertes die typische $v_o^{2/3}$ Abhängigkeit, d.n. $\gamma \sim (P/A)^{1/3}$. Außerdem ergibt sich in diesem Bereich, daß der Realteil der Frequenz der elektrostatischen Welle modifiziert und von ω_s zu größeren Werten hin verschoben wird.

Abhängigkeit vom Streuwinkel

Die bisher erhaltenen Beziehungen für Schwellwert und Anwachsraten setzen den Fall der reinen Rückstreuung voraus. Eine Erweiterung der Theorie, bei der auch andere Streuwinkel zugelassen werden, ist z.B. bei Drake und Mitarbeitern[*5*] durchgeführt. Der Streuwinkel θ ist wie in Abbildung II-2 definiert.

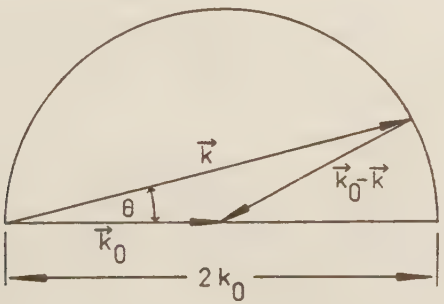


Abb. II-2 Diagramm der Wellenvektoren für Nicht-Vorwärtsstreuung.

Es ergibt sich eine Modifikation der Schwellwertbeziehung in Gleichung (48) mit einem Faktor $(\cos\Theta)^{-1}$ und die Anwachsraten müssen mit $\cos\Theta$ (52) bzw. mit $(\cos\Theta)^{1/2}$ (53) multipliziert werden.
Daraus folgt, daß Anwachsraten ihr Maximum und der Schwellwert sein Minimum für den Fall der reinen Rückstreuung mit $\Theta = 0^{\circ}$ erreichen. Allerdings ist zu beachten, daß aufgrund der cos-Abhängigkeit im Bereich von einigen Grad um die Rückwärtsrichtung ($\cos 8^{\circ} = 0{,}99$) keine wesentlichen Unterschiede zu erwarten sein sollten.

II.2. Anwendung der theoretischen Beziehungen auf die vorliegenden Wechselwirkungsbedingungen

Zur Verdeutlichung der Größenordnung von Schwellwert und Anwachsraten werden im folgenden die Gleichungen (48) und (52) bis (56) für die Voraussetzungen unseres Experimentes ausgewertet. Wesentliche Parameter sind dabei die Elektronentemperatur bzw. das Verhältnis T_e/T_i und die Bestrahlungsstärke P_o/A. Wenn nicht anders vermerkt, wird ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$ vorausgesetzt, wie es der Mehrzahl der durchgeführten Experimente entspricht.

Da sich während der Laser-Plasma Wechselwirkung die Plasmatemperaturen und damit die Dämpfungsraten der beteiligten Wellen verändern, müssen zunächst Γ_p und Γ_- berechnet werden.
Bei der Bestimmung von Γ_p/ω_s können übliche Approximationsformeln, wie zum Beispiel die Beziehungen[*6*]

$$(56)\qquad \frac{\Gamma_p}{\omega_s} = \sqrt{\frac{\pi}{\zeta^3}}\left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{m}{m_i}} + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1,5}\exp\left(-\frac{T_e}{\zeta T_i}\right)\right]$$

mit $$\zeta = \frac{2}{Z}\left(1 + k_s^2\lambda_D^2\right)$$

oder[*6*]

$$(57)\quad \frac{\Gamma_P}{\omega_s} = \sqrt{\frac{\pi}{8}}\left(\sqrt{\frac{m}{m_i}} + \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1,5} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(3+\frac{T_e}{T_i}\right)\right)\right)_{Z=1}$$

nicht verwendet werden, da sie ein Verhältnis $T_e/T_i \gg 1$ voraussetzen. Für den Bereich $1 \leq T_e/T_i \leq 10$, wie er allen unseren Experimenten zugrunde liegt, erweist sich eine andere Näherung*9* als geeignet, die exakte Auswertung der Plasmadispersionsfunktion für das vorliegende Problem zu umgehen:

$$(58)\quad \frac{\Gamma_P}{\omega_s} = 1{,}1 \cdot \left(\frac{T_i}{Z\,T_e}\right)^{1,75} \exp\left(-\left(\frac{T_i}{Z\,T_e}\right)^2\right).$$

In Abbildung II-3 werden die verschiedenen Approximationen miteinander verglichen.
Die Bestimmung der Dämpfungsrate Γ_- der elektromagnetischen Welle erfolgt aus Gleichung (12) unter Verwendung der Stoßfrequenz ν_{ei} nach Spitzer*10*:

$$(12)\quad \Gamma_- = \nu_{ei}\,\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_o^2}\,,$$

$$(59)\quad \nu_{ei} = Z\,n_o\,\ln\Lambda_c\left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{-1,5} \cdot 4{,}2 \cdot 10^{13}\ \ s^{-1}\,.$$

Damit ergibt sich Γ_- zu:

$$(60)\quad \Gamma_- = Z\,n_o^2\,\ln\Lambda_c\left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{-1,5} \cdot 2{,}1 \cdot 10^{13}\ \ s^{-1}\,.$$

In Abbildung II-4 ist die Abhängigkeit der Dämpfungsraten von den Plasmatemperaturen für unser Experiment grafisch dargestellt. Zum Vergleich ist die Temperaturabhängigkeit von ω_s mit eingetragen. Es läßt sich entnehmen, daß für Werte von $T_e/T_i \geq 3$ die Voraussetzungen für die Herleitung von Schwellwert und Anwachsraten, nämlich $|\omega_s| \gg \Gamma_P,\ \Gamma_-$ relativ gut erfüllt werden.

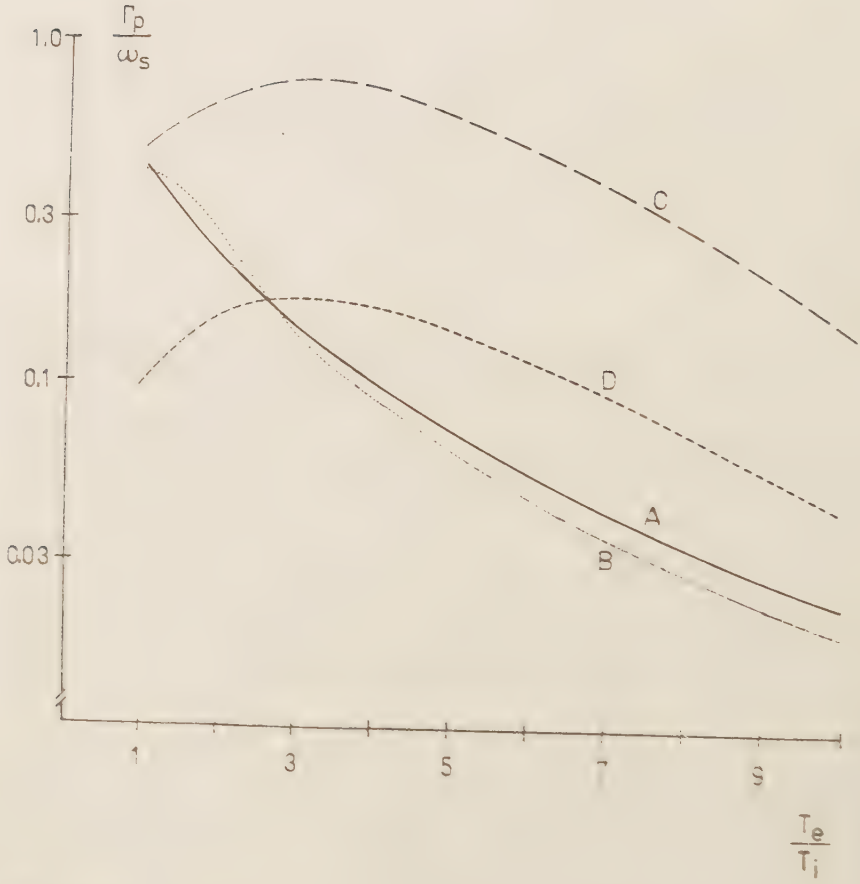


Abb. II-3 Vergleich verschiedener Approximationen für die Ionen-Landaudämpfung Γ_p, normiert auf die Kreisfrequenz ω_s der Ionenakustischen Welle.
A: Numerische Lösung der Plasmadispersionsfunktion[*)]; B: verwendete Näherung nach (58);
C, D: Übliche Näherungen nach (56) bzw (57).

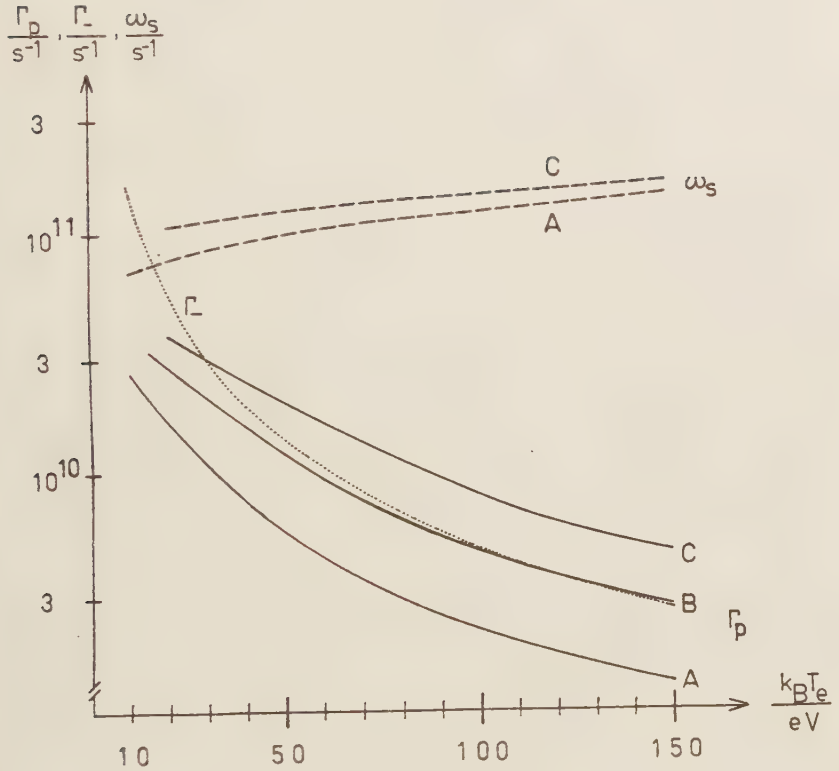


Abb. II-4 Abhängigkeit der Größen Γ_p (durchgezogene Kurven), Γ_- (punktierte Kurve) und ω_s (gestrichelte Kurven) von der Elektronentemperatur für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$. A: $k_B T_i = 10$ eV; B: $k_B T_i = 15$ eV; $k_B T_i = 20$ eV.

Benutzt man neben den Gleichungen (58) und (60) noch die Beziehungen

$$(61) \qquad \omega_{pi}^2 = \left(\frac{Z\,m}{m_i}\right) \omega_{pe}^2 ,$$

$$(62) \qquad \left(\frac{c_s}{c}\right)^2 = \frac{m}{m_i} \frac{1}{mc^2} \left(Z\, k_B T_e + 3\, k_B T_i \right) ,$$

so erhält man für $\omega_o = 1{,}78 \cdot 10^{14}\ s^{-1}$ und damit

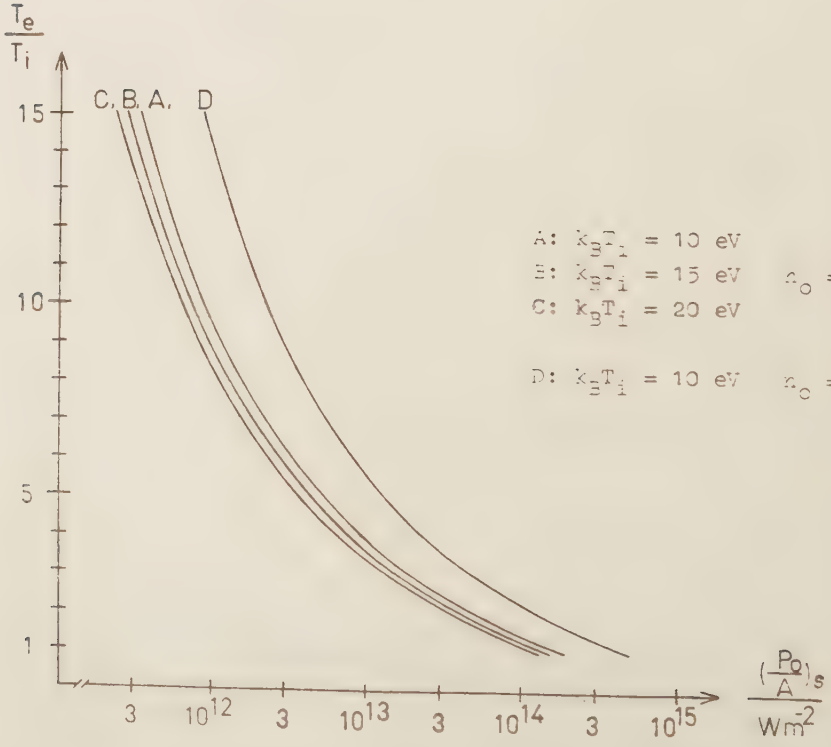


Abb. II-5 Schwellwertbestrahlungsstärke in Abhängigkeit von T_e/T_i für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma.

$$(63) \qquad \frac{P_o}{A} = \frac{v_o^2}{c^2} \cdot 1{,}3 \cdot 10^{20}\ \mathrm{Wm^{-2}}$$

aus Gleichung (48) die Schwellwertbeziehung:

$$(64) \qquad \left(\frac{P_o}{A}\right)_S = \ln\Lambda_c\ Z^{-1,75}\ n_o\ \frac{\left(\frac{k_B T_i}{eV}\right)^{1,75}}{\left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{3,25}} \cdot \left(\frac{Zk_B T_e + 3k_B T_i}{eV}\right) \exp -\left(\frac{T_i}{ZT_e}\right)^2 \cdot 2{,}7 \cdot 10^{14}\ \mathrm{Wm^{-2}}.$$

Abbildung II-5 zeigt eine grafische Darstellung dieser Gleichung für verschiedene Parameter T_e, T_i und n_o. Da der Coulomblogarithmus nur eine schwach veränderliche Funktion der genannten Parameter ist, wurde er durch einen Mittelwert von $\ln\Lambda_c = 9$ ersetzt.
Berücksichtigt man das Temperaturverhältnis des Ausgangsplasmas von $T_e/T_i \approx 1$, so sagt die Theorie dafür Schwellwertbestrahlungsstärken im Bereich zwischen 10^{14} und 10^{15} $\mathrm{Wm^{-2}}$ voraus. Eine Erhöhung der Elektronentemperatur bei annähernd konstanter Ionentemperatur, was den Folgen der Laserbestrahlung entspricht, führt zu einer schnellen Verminderung dieses Wertes.

Neben der Schwellwertbestrahlungsstärke sind die Anwachsraten ein wichtiges Kriterium für die Entwicklung der SBS. Um den Übergang der dabei vorhandenen Proportionalitätsbereiche von γ zu v_o/c ineinander zu verdeutlichen und um andererseits auch die absolute Größe der Anwachsraten für unsere experimentellen Bedingungen zu erhalten, wurden die Gleichungen (52), (53) und (55) unter Berücksichtigung der durch (58) und (60) bestimmten Dämpfungsraten ausgewertet und in Abbildung II-6 grafisch dargestellt. Als zusätzliche Parameter wurden Elektronen- und Ionentemperatur variiert. Im Schwellwertbereich (gepunktete

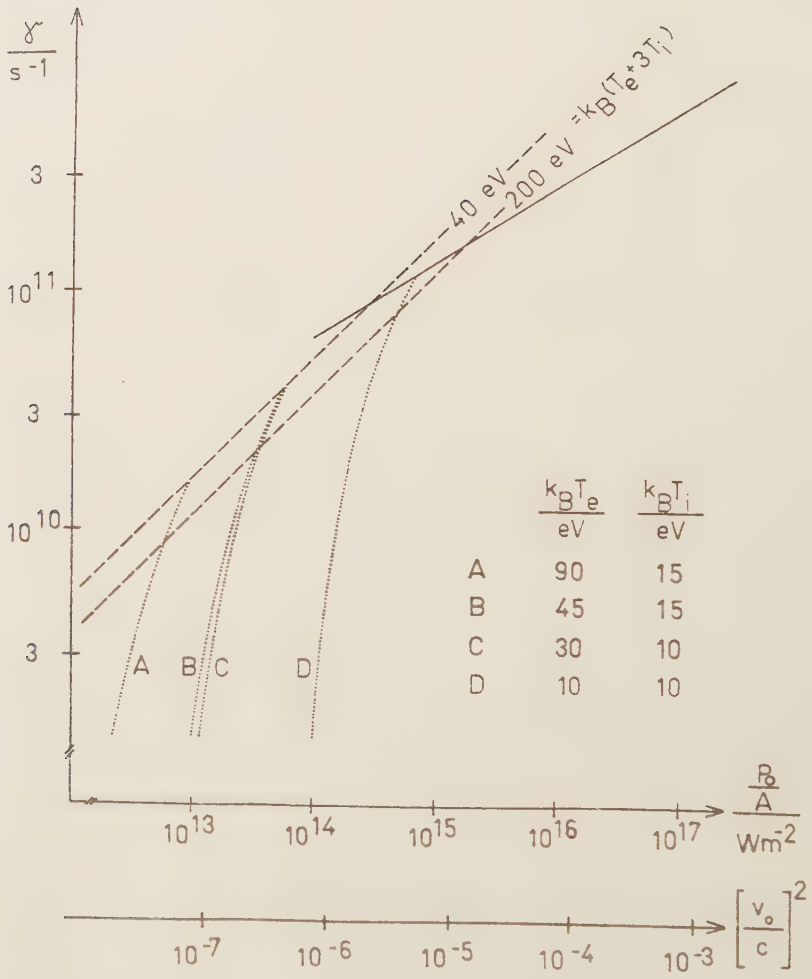


Abb. II-6 SBS-Anwachsraten in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke für verschiedene Plasmatemperaturen (vollionisiertes Wasserstoffplasma, $n_o = 0{,}16$); die gepunkteten Kurven beziehen sich auf Lösungen im Bereich $\gamma \sim (v_o/c)^2$, die gestrichelten auf $\gamma \sim (v_o/c)$ und die durchgezogene auf $\gamma \sim (v_o/c)^{2/3}$.

Kurven) erweisen sich die Anwachsraten noch stark abhängig von den Plasmatemperaturen. Diese Abhängigkeit vermindert sich jedoch schon drastisch im Bereich $\gamma \sim (v_o/c)$ (gestrichelte Kurven), um schließlich im Bereich $\gamma \sim (v_o/c)^{2/3}$ (durchgezogene Kurve) sogar ganz zu verschwinden.
Man stellt fest, daß für die Bedingungen des Ausgangsplasmas, also $T_e/T_i \approx 1$, die Grenzen der verschiedenen Proportionalitätsbereiche zwischen γ und (v_o/c) ineinander übergehen. Ursache sind die unter diesen Bedingungen sehr großen Dämpfungsraten der beteiligten Wellen, also sowohl der elektromagnetischen als auch der ionenakustischen. Es entfällt die Gültigkeit der mathematischen Entwicklung von (53) und der Übergang erfolgt somit direkt vom Bereich $\gamma \sim (v_o/c)^2$ zu $\gamma \sim (v_o/c)^{2/3}$. Typische Anwachsraten für die verwendeten Bestrahlungsstärken von $\gtrsim 10^{14}$ Wm^{-2} liegen oberhalb von 10^{10} s^{-1}.

III. Modifikation des Ausgangsplasmas durch die einfallende Laserstrahlung

Da es sich bei dem Ausgangsplasma um ein dichtes und dabei relativ kaltes vollionisiertes Plasma handelt, ist eine Aufheizung durch den bestrahlenden Laser zu erwarten. Betrachtet man den Prozeß der inversen Bremsstrahlung, so wird dadurch zunächst die Elektronentemperatur lokal erhöht, was zu Temperaturgradienten und anschließender Wärmeleitung führt. Bedingt durch Stöße zwischen Elektronen und Ionen wird schließlich auch die Ionentemperatur ansteigen.
Um die Entwicklung von T_e und T_i zu beschreiben, benutzen wir ein Heizmodell, das die obengenannten Prozesse detailliert berücksichtigt. Besonderes Interesse gilt dabei den Grenzen der jeweiligen Gültigkeitsbereiche verschiedener Näherungen für so hohe Bestrahlungsstärken, wie sie in unserem Experiment vorliegen. Letzterer Punkt führt dann zur Frage nach möglicher Selbstfokussierung.

III.1. Absorption durch inverse Bremsstrahlung

Der Absorptionskoeffizient für lineare inverse Bremsstrahlung läßt sich berechnen mit*8*

$$(1) \qquad \alpha_\omega(T_e) = \frac{n_e\, n_i\, Z^2\, e^6}{6\pi\, \varepsilon_o^3\, \omega^2\, \mu\, c} \sqrt{\frac{\pi}{6}}\, (m\, k_B T_e)^{-1,5}\, g_H ,$$

wobei μ der Brechungsindex ist, für den mit $n_o = n_e/n_c$ gilt:

$$(2) \qquad \mu = \sqrt{1 - n_o} .$$

Der Gauntfaktor g_H ist eine schwach veränderliche Funktion von T_e, für die es unterschiedliche Formulierungen gibt, die sich jedoch für unsere Bedingungen nur wenig unterscheiden (vergleiche dazu auch Bild III-1). Für die Rechnungen haben wir folgende Formulierung*11* gewählt:

$$(3) \qquad g_H = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(\frac{1}{Z+1}\,\Lambda\right) ,$$

wobei für Λ gilt*12*:

$$(4) \qquad \Lambda = \min\left\{\frac{v_e}{\omega_{pe}\, b} \;,\; \frac{v_e}{\omega \cdot b}\right\} ,$$

$$b = \max\left\{\frac{Z\, e^2}{4\pi\varepsilon_o\, k_B T_e} \;,\; \hbar\,(m\, k_B T_e)^{-0,5}\right\}$$

Betrachtet man die Wechselwirkung eines unterkritisch dichten Plasmas mit 10,6 μ Strahlung, so erhält man aus den Gleichungen (1) bis (4):

$$(5) \qquad \alpha(T_e) = Z \cdot n_o^2 \cdot (1-n_o)^{-0,5} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{-1,5} \cdot g_H' \cdot 10^5\ m$$

$$g_H' = \ln\left[\left(\frac{1}{Z+1}\right) \cdot \min\left\{1,64 \cdot \frac{1}{Z} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{1,5};\ 9,56 \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)\right.\right.$$

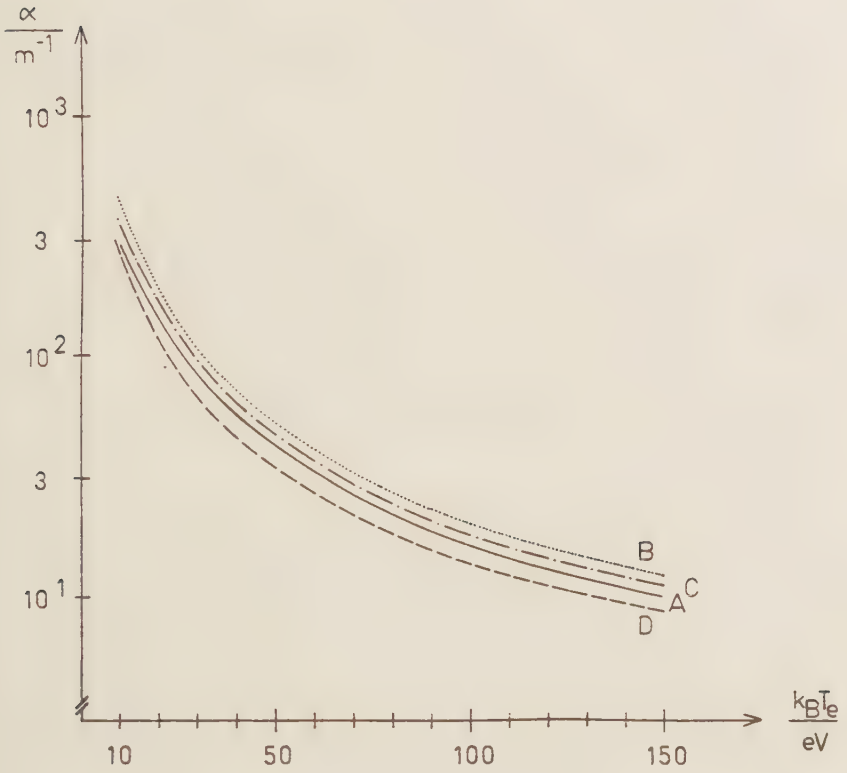


Abb. III-1 Absorptionskoeffizient für lineare inverse Bremsstrahlung bei den Wechselwirkungsbedingungen $\lambda = 10{,}6\,\mu$, $n_o = 0{,}16$ und $Z = 1$.

Die durchgezogene Kurve A ergibt sich aus der Formulierung nach Dawson und Oberman[*11*] und berücksichtigt Ionenkorrelationen entsprechend Gleichung (5). In C sind diese Korrelationen vernachlässigt[*13*]. B entspricht der Formulierung von Stallcop und Billman[*14*] und D der von Hora und Wilhelm[*15*].

Die Theorie der linearen inversen Bremsstrahlung setzt voraus, daß das Strahlungsfeld der einfallenden Welle die thermische Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nicht wesentlich ändert. Drückt man dieses mit Hilfe des Feldstärkeparameters $\eta = (v_o/v_e)$ aus, so ergibt sich die Voraussetzung: $\eta \ll 1$. Für $\eta \gg 1$ wird dagegen die Bewegung der Elektronen durch das Strahlungsfeld und nicht durch die Plasmatemperatur bestimmt. Mit dem modifizierten Gauntfaktor g_E und der maximalen Feldstärke E_o des Strahlungsfeldes E ergibt sich dann der Absorptionskoeffizient zu*[3]*

$$(6) \qquad \alpha_\omega(E) = \frac{Z^2 n_e n_i e^3 \omega}{6\pi \varepsilon_o^3 E_o^3 \mu c} \sqrt{\frac{\pi}{6}}\, g_E \,.$$

Auffällig ist die Variation von α mit E_o^{-3} oder, was gleichbedeutend ist, mit $(P/A)^{-3/2}$. Da die von einem Plasmaelement absorbierte Leistung proportional zu $(P/A)\cdot\alpha$ ist, ergibt sich für hohe Bestrahlungsstärken, daß die absorbierte Leistung bei Anwachsen von (P/A) insgesamt mit der Wurzel aus der Bestrahlungsstärke abfällt. Für unsere experimentellen Bedingungen kann η maximal Werte in der Größenordnung von 1 erreichen, das heißt, wir können in das Übergangsgebiet zur nicht-linearen inversen Bremsstrahlung gelangen. Um dem Rechnung zu tragen, modifizieren wir bei der Berechnung der Aufheizung den Absorptionskoeffizienten aus (5) mit einem Faktor F, der definiert ist durch:

$$(7) \qquad F := \frac{\alpha_\omega(E)}{\alpha_\omega(T_e)} \,.$$

Dieser Faktor wurde in Abhängigkeit von η von H. Brysk*[16]* berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung III-2 dargestellt und zeigt, daß für unsere Bedingungen F zwischen 1 und Werten um 0,5 variiert. Für η-Werte von kleiner als 6 kann die von Brysk berechnete Kurve durch die Beziehung

$$(8) \qquad F = e^{-0,15 \cdot \eta^{1,5}}$$

angenähert werden, wie ebenfalls aus Abbildung III-2 hervorgeht. Bei Verwendung von 10,6μ Strahlung ergibt sich für η die Beziehung*δ*:

$$\eta = 6{,}3 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{\frac{\frac{P_0}{A} \,/\, \mathrm{Wm^{-2}}}{k_B T_e \,/\, \mathrm{eV}}} \qquad (8a)$$

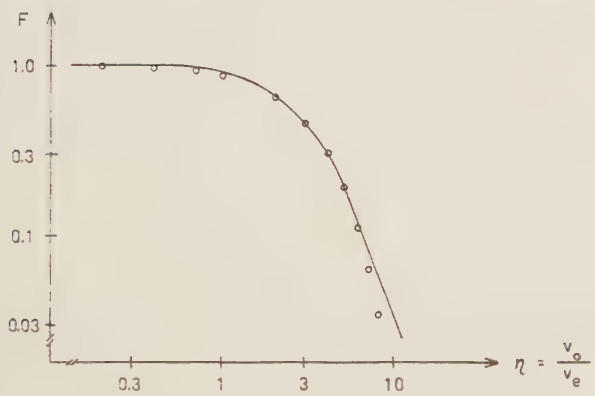


Abb. III-2 Korrekturfaktor F für den Absorptionskoeffizienten der linearen inversen Bremsstrahlung bei hohen Bestrahlungsstärken in Abhängigkeit vom Feldstärkeparameter (durchgezogene Kurve nach H. Brysk*16*, Kreise nach Gleichung (8)).

III-2 Wärmeleitung

Um die von den Elektronen getragene Wärmeleitung zu beschreiben, gibt es im wesentlichen zwei unterschiedliche

Modelle. Bei der klassischen Wärmeleitung nach Spitzer*10* wird die Energie durch Elektronenstöße transportiert. Für die Gültigkeit dieser Theorie muß daher vorausgesetzt werden, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen $\lambda_{e\text{-frei}}$ klein ist gegen die Gradientenlänge der Temperatur. Innerhalb einer Gradientenlänge Δr müssen viele Elektronenstöße stattfinden. Aus diesem Grunde wird im folgenden zunächst die Gradientenlänge und deren Veränderung während des Aufheizprozesses betrachtet, bevor dann die Spitzer sche Wärmeleitung berechnet wird. Finden innerhalb der Gradientenlänge wenig oder gar keine Stöße statt, so wird schließlich die Energie mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen transportiert*17*. Man spricht hier von flußbegrenzter Wärmeleitung. Genauer betrachtet muß diese Wärmeleitung jedoch noch mit einem sogenannten "Flußbegrenzungsparameter" β_{Fl} modifiziert werden, der kleiner ist als 1. Die physikalische Begründung dafür liegt in der Trägheit der Ionen, die im Endeffekt die Elektronen zurückhalten. Über die Größe von β_{Fl} gibt es in der Literatur stark differierende Ansichten. Erst in letzter Zeit haben sich mehrere Autoren*18,19,20* bemüht, eine physikalische Methode zur Bestimmung von β_{Fl} zu finden, bzw. anstelle der "begrenzten flußbegrenzten Wärmeleitung" einen Weg zu finden, die Spitzersche Wärmeleitung auf diese Fälle "richtig" anzuwenden.

III.2.1. Bestimmung der Gradientenlänge

Für die Temperaturverteilung im Wechselwirkungsvolumen sind zwei Fälle zu unterscheiden abhängig davon, wie der Laser das betreffende Volumen durchstrahlt. Während die Energieverteilung der Laserstrahlung im Fokus in Abbildung III-3a dargestellt ist, zeigt III-3b einen Fall außerhalb des Fokus (Vergleiche dazu auch Abschnitt IV-2). Im folgenden wird zunächst der Fall a) behandelt.

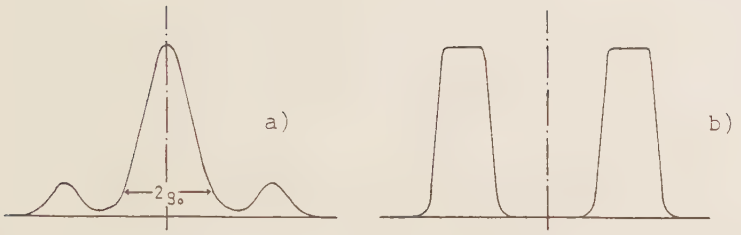


Abb. III-3 Energieverteilung der Laserstrahlung im (Fall a) und außerhalb (Fall b) des Fokus

Betrachtet man nur den zentralen Peak der Energieverteilung der Laserstrahlung und approximiert diesen durch ein Gaußprofil, so wird dessen e^{-2}-Breite von $2g_o$ durch die Divergenz $\hat{\theta}$ der einfallenden Strahlung und die Brennweite f der Fokussierungslinse bestimmt (vergleiche dazu Abschnitt IV.2.) und es gilt:

$$g_o = f \cdot \hat{\theta} \qquad (9)$$

Aus der Laserstrahlung resultiert eine Aufheizung des Wechselwirkungsvolumens. Vernachlässigt man zunächst die Wärmeleitung, so ergibt sich aus (5), daß die Temperatur proportional zu $(P/A)^{2/5}$ ist. Daraus resultiert eine gaußförmige räumliche Temperaturverteilung der e^{-2}-Breite $(\sqrt{5/2} \cdot 2g_o)$ und eine Gradientenlänge Δr entsprechend der halben e^{-2}-Breite von etwa 1,6 g_o. Dieser Wert kann als Anfangsgradientenlänge betrachtet werden.
Es bleibt die Fragestellung, wie sich dieser Wert im Laufe der Zeit infolge weiterer Aufheizung und Wärmeleitung verändert.
Die Lösung ergibt sich mit folgender Betrachtung: Die Temperaturverteilung für eine ursprünglich vorhandene linienförmige Wärmequelle[*21*] ergibt sich zu

$$T(r,t) = \frac{H}{\pi \delta^2} \exp - \left(\frac{r^2}{\delta^2}\right) \qquad (10)$$

mit

$$H = \frac{Q}{\varrho_m c_p} ,$$

$$\delta^2 = 4 \alpha_T t ,$$

$$\alpha_T = \frac{K_{eff}}{\varrho_m c_p} .$$

Dabei ist ϱ_m die Massendichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und α_T die sogenannte "Temperaturleitfähigkeit" im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit K_{eff} nach Spitzer*10*.
Mit Gleichung (10) läßt sich die Änderung der Gradientenlänge während einer Zeit Δt bestimmen.
Zum Zeitpunkt t_o liegt eine Temperaturverteilung $T(r,t_o)$ vor. Diese hat sich während der Zeitdauer t_1 aus einer Linienquelle $T(r,t_o-t_1)$ entwickelt. Wir verfolgen nun die weitere Entwicklung bis zum Zeitpunkt $t_o+\Delta t$. Die halbe e^{-2}-Breite der Temperaturverteilung entspricht dann dem Gradienten Δr zur Zeit $t_o+\Delta t$. Es ergibt sich:

$$(11)\ \Delta r(t_o+\Delta t) = \sqrt{(\Delta r(t_o))^2 + 8 \alpha_T \Delta t} .$$

Als Startwert zu Beginn der Aufheizung wird, wie oben beschrieben, der Wert $\Delta r_o = 1{,}6 g_o$ eingesetzt.
Bisher haben wir nun den zentralen Peak der Energieverteilung der Laserstrahlung im Fokus berücksichtigt. Obwohl die Energiedichte im ersten Nebenmaximum (vergleiche Abbildung III-4) nur etwa 20% des Wertes im Hauptmaximum erreicht, beträgt aufgrund des Absorptionsverhaltens die Temperatur dort etwa 50% des Zentralwertes. Durch Wärmeleitung - unabhängig welcher Art - wird nun der Bereich zwischen den Maxima aufgeheizt. Damit ist aber verbunden, daß die Gradientenlänge nach einiger Zeit - unabhängig vom Prozeß, der mit Gleichung (11) beschrieben wird - zusätzlich anwächst.

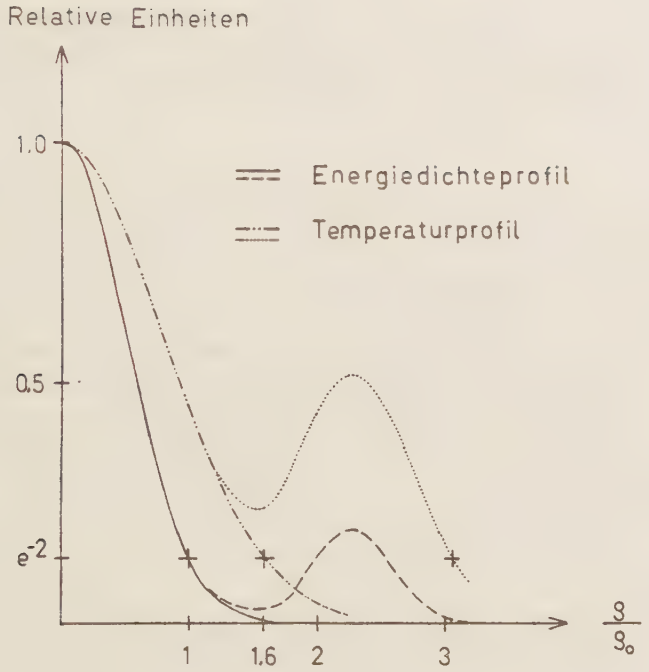


Abb. III-4 Energieverteilung der Laserstrahlung im Fokus und daraus resultierende Temperaturverteilung unter Vernachlässigung von Wärmeleitung.

Findet die Wechselwirkung außerhalb des Fokus statt, so sieht dort die Energieverteilung der Laserstrahlung entsprechend Abbildung III-3b aus. Im Zentrum des Laserstrahls befindet sich keine Energie. Dieser Bereich wird aber durch Wärmeleitung von den Seiten her aufgeheizt, da er rundherum von durch den Laser direkt geheizten Gebieten umgeben ist. In erster Näherung wird dieser Bereich vernachlässigt und so gerechnet, als fände die Wärmeleitung nur in die Außenbereiche statt. Die Gradientenlänge dafür bestimmt sich wie im Fall für Abbildung III-3a. Der Energiedichteabfall am Rand des bestrahlten Gebietes wird wieder als beugungsbe-

grenzt angenommen, was den Anfangswert Δr_o liefert. Die weiteren Werte für Δr bestimmen sich wieder aus Gleichung (11).

III.2.2. Klassische Wärmeleitung nach Spitzer

Wie schon oben erwähnt, ist eine wichtige Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Wärmeleitung, daß innerhalb der Gradientenlänge, also innerhalb des Gebietes, in dem die Temperatur auf etwa 15% ihres Maximalwertes abfällt, genügend viele Elektronenstöße stattfinden. Damit muß die freie Weglänge der Elektronen $\lambda_{e\text{-frei}} \ll \Delta r$ bleiben. Unter Zugrundelegung der Spitzerschen Stoßzeiten *10* ergibt sich

$$(12) \quad \lambda_{e\text{-frei}} = \frac{(k_B T_e / eV)^2}{(Z+1)\, n_o \ln\Lambda_c} \; 10^{-8} \; m \; .$$

In Abbildung III-5 ist diese Beziehung für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$ ausgewertet. Für den Coulomblogarithmus ist ein Mittelwert von $\ln\Lambda_c = 9$ angenommen. Zum Vergleich ist die Entwicklung der Gradientenlänge Δr mit eingezeichnet, wie sie sich entsprechend dem vorigen Kapitel aus einem numerischen Heizprogramm (vergleiche Abschnitt III.5.) ergibt.
Für die Bedingungen des Ausgangsplasmas ergeben sich Gradientenlängen, die mehr als zwei Größenordnungen länger sind als die mittleren freien Weglängen der Elektronen. Aber auch im geheizten Plasma gilt typisch:

$$\Delta r \gtrsim 40\, \lambda_{e\text{-frei}} \; .$$

Damit ist bis in diesen Bereich hinein für unser Experiment eine wichtige Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Spitzerschen Wärmeleitung erfüllt.

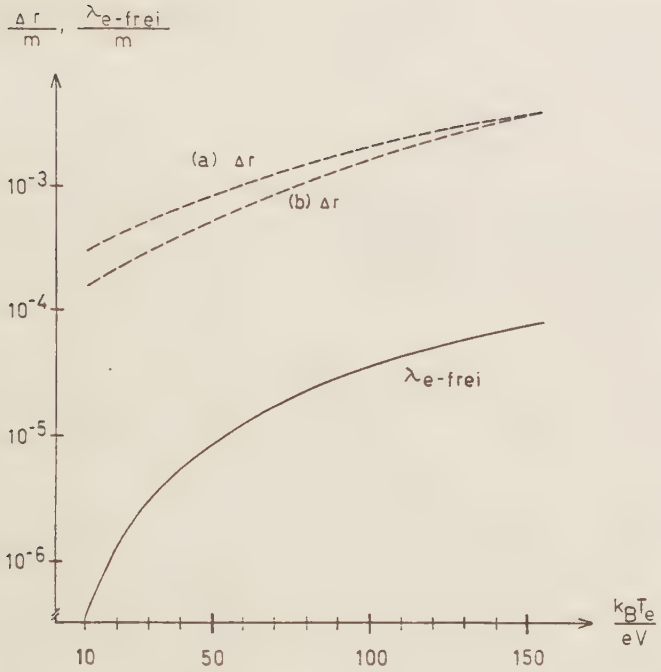


Abb. III-5 Vergleich zwischen freier Weglänge der Elektronen $\lambda_{e\text{-frei}}$ und Gradientenlänge Δr für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$. (Die Bestimmung von Δr erfolgt mit einem numerischen Heizprogramm entsprechend Abschnitt III.5. Der Verlauf in (a) ergibt sich, falls die zugehörige Elektronentemperatur im zeitlichen Bestrahlungsmaximum des Lasers mit einer Pulsnalbwertsbreite von 1,6 ns erreicht wird. (b) beschreibt die Entwicklung von Δr im Verlauf eines Laserpulses der Halbwertsbreite 1,6 ns, der mit seiner maximalen Bestrahlungsstärke eine Elektronentemperatur von $k_B T_e = 150$ eV erzeugt. In beiden Fällen beträgt der Wechselwirkungsradius 100 µ.)

In der Formulierung von Spitzer ergibt sich der Wärmefluß Q_{Sp} zu:

$$(13) \quad Q_{Sp} = K_{eff} \cdot \nabla T .$$

Bei der Herleitung der thermischen Leitfähigkeit K_{eff} wurde dabei so vorgegangen: Zunächst bestimmt sich die thermische Leitfähigkeit eines Lorentzgases, bei dem die Elektronen nicht untereinander wechselwirken und die Ionen in Ruhe sind, zu

$$(14) \quad K_L = (Z \ln\Lambda_c)^{-1} \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{2,5} \cdot 3,3 \cdot 10^5 \ \frac{W}{m\ eV} .$$

Beim Übergang zu einem realen Gas muß ein Korrekturparameter δ_{Sp} eingeführt werden. Hinzu kommt, daß mit einem Wärmetransport auch ein Strom verbunden ist. Zur Erhaltung der Ladungsneutralität wird dadurch ein Rückstrom erforderlich, der seinerseits dem Wärmefluß entgegenwirkt. Diesem Effekt trägt ein weiterer Korrekturparameter ε_{Sp} Rechnung, so daß insgesamt gilt:

$$(15) \quad K_{eff} = \delta_{Sp} \ \varepsilon_{sp} \ K_L .$$

Die Werte von δ_{Sp} und ε_{Sp} wurden von Spitzer und Härm[*22*] in Abhängigkeit von Z bestimmt zu $\delta_{Sp} = 0,225$ (bzw. 0,356) und $\varepsilon_{Sp} = 0,419$ (bzw. 0,410) für Z = 1 (bzw. Z = 2). Für die effektive Leitfähigkeit ergibt sich somit:

$$(16) \quad K_{eff} = \frac{1}{\ln\Lambda_c} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{2,5} \cdot 3,1 \cdot 10^4 \ \frac{W}{m\ eV}$$

oder

$$K_{eff} = \frac{1}{\ln\Lambda_c} \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{2,5} \cdot 2,0 \cdot 10^{23} \ \frac{1}{m\ s} .$$

Gleichung (16) ist spezialisiert auf Z = 1.

III.2.3. Flußbegrenzte Wärmeleitung

Das Konzept der stoßbedingten Wärmeleitung wird sicher dann ungültig, wenn damit ein größerer Wärmefluß erreicht würde als in dem Fall, wo die Wärme mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen aus dem geheizten Gebiet heraustransportiert wird. In der Formulierung von Bickerton[*17*] ergibt sich diese flußbegrenzte Wärmeleitung Q_{Fl} zu:

$$(17) \qquad Q_{Fl} = n_e \frac{\bar{v}}{4} \left(\frac{3}{2} k_B T_e \right) ,$$

wobei für die mittlere Geschwindigkeit[*23*] gilt:

$$(18) \qquad \bar{v} = 2 \sqrt{\frac{2 k_B T_e}{\pi m}} .$$

Somit folgt insgesamt

$$(19) \qquad Q_{Fl} = \beta_{Fl} n_e k_B T_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}}$$

mit $\beta_{Fl} \approx 0{,}6$. Die Interpretation vieler experimenteller Ergebnisse erfordert jedoch bei Benutzung dieses Wärmeleitungskonzepts[*47,48*] einen kleineren Wert von β_{Fl}, der häufig zwischen 0,01[*24*] und 0,1[*19*] liegt. Die Verwendung eines so kleinen Wertes des Flußbegrenzungsparameters, ohne eine physikalische Begründung, ist jedoch sehr unbefriedigend und beinhaltet ein hohes Maß an Unsicherheit in Bezug auf experimentelle Vorhersagen. Gerade solche Aussagen in Form von Simulationsrechnungen[*47*] haben aber mit Blickrichtung auf die angestrebte Fusion auf der Grundlage des Trägheitseinschlusses mehr und mehr an Bedeutung gewonnen. Daher ist es verständlich, daß gerade in letzter Zeit eine physikalische Bestimmung des Flußbegrenzungsparameters bzw. eine Erweiterung der Spitzer-Härm Theorie auf steile Temperaturgradienten in vielen Arbeiten behandelt wird. Gemeinsam ist den meisten dieser Abhandlungen eine Bestimmung des Flußbegrenzungsparameters oder des Korrekturfaktors

für die klassische Wärmeleitung in Abhängigkeit von $\Delta r/\lambda_{e\text{-frei}}$. Letzterer Ausdruck beschreibt die Zahl der Stöße eines Elektrons bei Durchqueren der Gradientenlänge. Ein Vergleich mit Abbildung III-5 zeigt, daß für typische experimentelle Bedingungen in unserem Fall dieser Wert ≥ 40 ist. Für diese Verhältnisse sollte aber - nach der Behandlung von Bell und Mitarbeitern*20* - die klassische Wärmeleitung noch eine hinreichend gute Beschreibung liefern.

Eine physikalische Begründung für die Existenz kleiner Parameter β_{Fl} liegt in dem Auftreten ionenakustischer Instabilitäten. Bedingt durch das Konzept des freien Wärmeflusses müssen die geheizten Elektronen das Wechselwirkungsvolumen verlassen. Die Ionen können aufgrund ihrer Trägheit nicht folgen. Damit ist zur Erhaltung der Ladungsneutralität ein Rückstrom kalter Elektronen erforderlich, der diese Instabilitäten verursachen kann. Rechnungen von Monchicourt und Holstein*18* zeigen jedoch, daß für Temperaturverhältnisse $T_e/T_i \leq 6$, wie sie in unserem Experiment auftreten, dieser Effekt keine Modifikation der Spitzerschen Wärmeleitung erfordert.

Um dennoch einen Zusammenhang zwischen den in unserem Experiment auftretenden Gradientenlängen und einem fiktiven Flußbegrenzungsparameter β_{Fl} herzustellen, können die Beziehungen (13) und (19) miteinander verglichen werden. Mit der Voraussetzung $Q_{Sp} \leq Q_{Fl}(\beta_{Fl})$ folgt für $Z = 1$:

$$(20)\quad \frac{\Delta(k_B T_e)}{\Delta r} \geq \beta_{Fl} \cdot n_o \cdot \ln\Lambda_c \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{-1} \cdot 2{,}1 \cdot 10^7 \ \frac{eV}{m} .$$

Mit $n_o = 0{,}16$ und $\ln\Lambda_c = 9$ ergibt sich daraus:

$$(21)\quad \Delta r \geq \frac{1}{\beta_{Fl}} \cdot \frac{k_B T_e}{eV} \cdot \frac{k_B \Delta T_e}{eV} \cdot 3{,}3 \cdot 10^{-3} \ m .$$

Diese Beziehung ist in Abbildung III-6 für verschiedene β_{Fl}

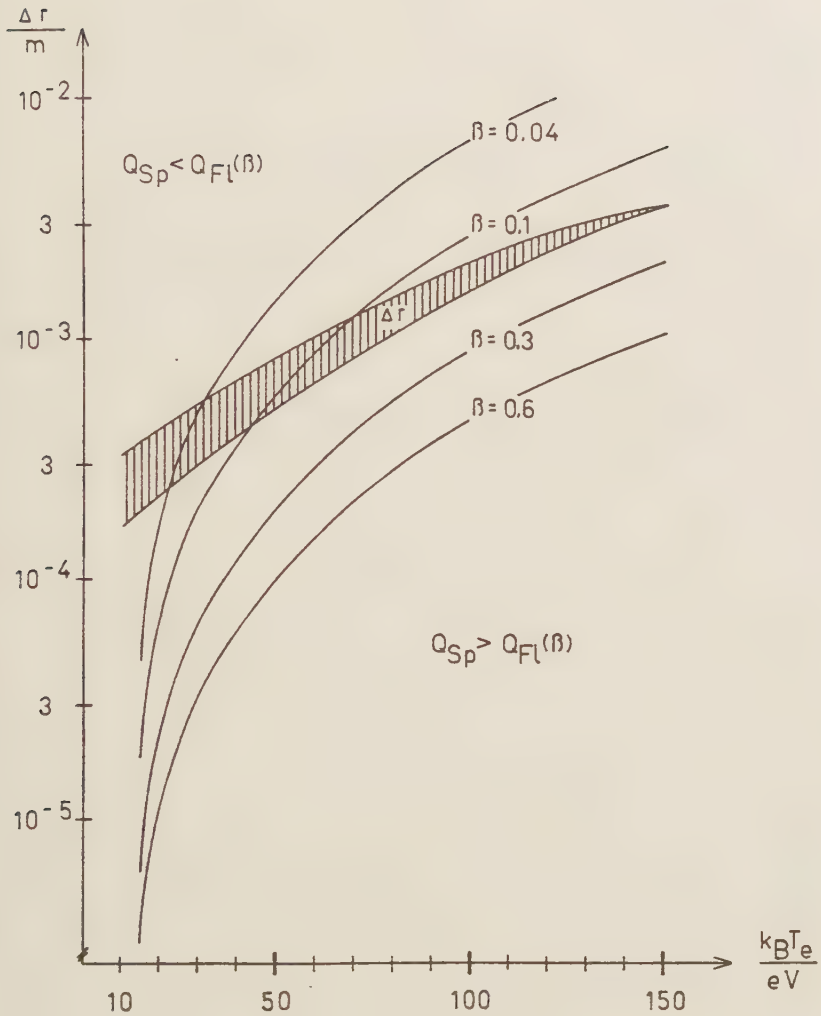


Abb. III-6 Auswertung von Gleichung (21):
Für Gradientenlängen oberhalb einer Kurve mit festem $\beta = \beta_{Fl}$ gilt: $Q_{Sp} \leq Q_{Fl}(\beta_{Fl})$. Das schraffierte Gebiet deutet den Bereich der experimentell vorliegenden Gradientenlängen an.

grafisch ausgewertet. Die Interpretation der Darstellung führt zu folgendem Ergebnis: Für Gradientenlängen, die oberhalb der Kurve für ein festes β_{Fl} liegen, bleibt die Spitzersche Wärmeleitung kleiner als die eben durch dieses β_{Fl} beschriebene flußbegrenzte Wärmeleitung $Q_{Fl}(\beta_{Fl})$. Die so geforderten Gradientenlängen können nun mit den in Abschnitt III.2.1. bestimmten Werten verglichen werden, die für die angegebenen Wechselwirkungsbedingungen durch das schraffierte Gebiet in Abbildung III-6 dargestellt sind. Es wird deutlich, daß für die Verhältnisse des Ausgangsplasmas die klassische Wärmeleitung einen erheblich niedrigeren Wärmefluß ergibt als die flußbegrenzte Wärmeleitung. Aber auch für das geheizte Plasma bleibt $Q_{Sp} \leq Q_{Fl}(\beta_{Fl})$, solange nicht Flußbegrenzungsparameter von 0,1 oder kleiner gefordert werden.
Ein Experiment von Wyndham und Mitarbeitern[*49*], das speziell zur Bestimmung des Flußbegrenzungsparameters angelegt ist, ergibt für annähernd vergleichbare Wechselwirkungsbedingungen einen Wert für β_{Fl} von größer als 0,15. Montes und Mitarbeiter[*50*] fordern sogar ein $\beta_{Fl} \approx 1$. In einem 1981 erschienenen Artikel nehmen Braithwaite und Mitarbeiter[*51*] Stellung zu der Diskrepanz dieser relativ hohen Werte für den Flußbegrenzungsparameter im Vergleich zu den früher erheblich niedrigeren Annahmen. Sie führen den Unterschied zu einem wesentlichen Teil darauf zurück, daß die Methoden zur Bestimmung des Wärmeflusses häufig zu ungenau waren, bzw., daß wesentliche Effekte bei der Interpretation der Meßergebnisse vernachlässigt wurden und sich so ein zu kleiner Flußbegrenzungsparameter ergab.
Unter Berücksichtigung aller dieser Arbeiten und auch durch neueste Informationen aus zahlreichen Beiträgen auf der "15. Europäischen Konferenz zur Laserwechselwirkung mit Materie" [*29*] kann es als gesichert gelten, daß in unserem Experiment mit klassischer Wärmeleitung nach Spitzer gerechnet werden darf.

III.3. Ionenheizung

Die im vorigen Kapitel beschriebene Wärmeleitung ist nicht der einzige Mechanismus, der zu einer Abkühlung der Elektronen führt. Durch Stöße mit dem kalten Ionenhintergrund geben die Elektronen zusätzlich Energie an die Ionen ab. Nach Spitzer*10* läßt sich die Zeit t_{eq} bestimmen, nach der sich zwei Gruppen von Teilchen durch Stöße untereinander in ihrer Energie angeglichen haben. Für unsere Verhältnisse ergibt sich:

$$(22) \qquad t_{eq} = (n_o \cdot \ln\Lambda_c)^{-1} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{1,5} \cdot \frac{m_i}{Z^2 M} \cdot 3{,}1 \cdot 10^{-11}\ \text{s} .$$

Die Temperaturentwicklung wird dabei beschrieben durch:

$$(23) \qquad \frac{\partial}{\partial t} T_e = \frac{T_i - T_e}{t_{eq}} .$$

Setzt man zunächst voraus, daß während der Zeit t_o bis $t_o + \Delta t$ keine Wärmeleitung stattfindet, so folgt:

$$(24) \qquad T = T_e(t_o) + T_i(t_o)$$

$$= T_e(t_o + \Delta t) + T_i(t_o + \Delta t) .$$

Bleibt also die Summentemperatur von Elektronen und Ionen konstant, so ergibt sich als Lösung von (23)

$$(25) \qquad T_i(t_o+\Delta t) = \frac{T}{2} - \left(\frac{T}{2} - T_i(t_o)\right) \exp - \left(\frac{2\Delta t}{t_{eq}}\right) .$$

und für $\Delta t \ll t_{eq}$

$$(26) \qquad T_i(t_o+\Delta t) = T_i(t_o) + \frac{\Delta t}{t_{eq}} \left(T_e(t_o) - T_i(t_o) \right) .$$

In Abbildung III-7 ist t_{eq} für typische experimentelle Bedingungen in Abhängigkeit von $k_B T_e$ dargestellt. Für Bestrahlungsdauern im Bereich von 1 ns ergibt sich, daß die Tem-

peraturzunahme der Ionen - und damit verbunden auch der Temperaturverlust der Elektronen - nur wenige eV beträgt.

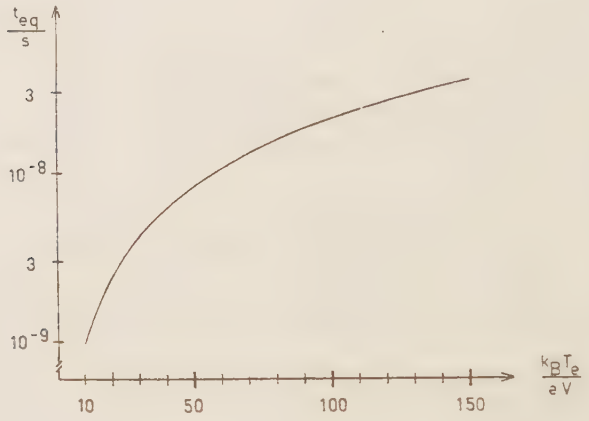


Abb. III-7 Energieaustauschzeit t_{eq} als Funktion der Elektronentemperatur $k_B T_e$ für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$.

Der Temperaturverlust der Ionen durch Wärmeleitung braucht nicht berücksichtigt zu werden, da die thermische Leitfähigkeit der Ionen im Verhältnis zu der der Elektronen sehr gering ist. Berücksichtigt man die Temperaturverteilung der Elektronen und die Energieaustauschzeit nach Abbildung III-7, so folgt, daß in erster Näherung die Ionen im eigentlichen Wechselwirkungsvolumen und die Ionen in der durch Elektronenwärmeleitung aufgeheizten Umgebung gleichmäßig geheizt werden. Daher baut sich kein nennenswerter Gradient für die Ionentemperatur auf.

III.4. Selbstfokussierung und Filamentierung

Betrachtet man zunächst die thermische Bewegung der Ionen, so ergibt sich als mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen in eine Raumrichtung*23*:

$$(27) \qquad \overline{|v_x|}_i = \sqrt{\frac{2\, k_B T_i}{\pi M}} .$$

Bei einer Temperatur $k_B T_i$ = 15 eV bedeutet das eine Geschwindigkeit von $3 \cdot 10^4$ m/s oder 30 μ/ns. Betrachtet man die Verhältnisse im Fokus einer Linse mit f = 1500 mm, so zeigt sich bei einem Fokusdurchmesser von ca 200μ , daß während einer Zeit von 1 ns die Ionen das Wechselwirkungsvolumen aufgrund ihrer thermischen Bewegung nicht verlassen können. Noch besser ist diese Aussage bei Wechselwirkungsvolumen außerhalb des Fokus erfüllt.
Neben der thermischen Bewegung kann aber auch die bei der Bestrahlung durch den Laser auftretende radiale Komponente der ponderomotorischen Kraft die homogene Plasmadichte verändern. Das kann dazu führen, daß der Laserstrahl in zahlreiche Filamente zerlegt wird, in denen die Bestrahlungsstärke höher ist als im ursprünglich homogenen Fall. Der Schwellwert für diese Instabilität*5,26* ist gegeben durch

$$(28) \qquad \left(\frac{v_o}{c}\right)^2_s = \frac{\Gamma_-}{\omega_o} \left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right) k^2 \lambda_{De}^2 ,$$

und die Anwachsrate γ_F bestimmt sich zu

$$(29) \qquad \gamma_F \approx \left(\frac{v_o}{c}\right) \omega_{pi} .$$

Wertet man Gleichung (28) für unser Experiment aus, so zeigt sich, daß der Schwellwert für die Filamentierungsinstabilität bei etwa 10^{13} Wm^{-2} liegt und somit bei uns weit überschritten wird. Andererseits ergibt sich aus dem Vergleich der Anwachsraten für Filamentierung und SBS, daß die Brillouin-Streuung mit dem Faktor $(\omega_o/\omega_s)^{1/2}$ stärker anwächst als die Filamentierung. Das bedeutet einen Faktor

40 in der Anwachsrate. Somit ist zu erwarten, daß die SBS als Konkurrenzprozeß für unseren Fall die Filamentierung überwiegen wird.
Bei Bestrahlungsstärken von 10^{15} Wm^{-2} ergibt sich für γ_F ein Wert von etwa $5 \cdot 10^9$ s^{-1}. Damit entspricht eine e-Zeit 200 ps. Bei Bestrahlungsdauern von 1 ns stenen somit nur 5 e-Zeiten zur Verfügung, was nicht zu einer drastischen Dichtemodulation führen kann, zumindest im Vergleich zu den Dichtemodulationen, die bei intensiver SBS vorhanden sein müssen.
Neben diesen theoretischen Überlegungen haben aber auch Experimente unter ähnlichen Bedingungen*27* gezeigt, daß keine Selbstfokussierung auftrat bis zu Bestrahlungsstärken von 10^{17} Wm^{-2}, solange der verwandte Laserstrahl keine "Hot Spots" aufwies. Gerade diese Bedingung ist aber bei uns gut erfüllt, da es erklärtes Ziel war, den Laserstrahl so homogen wie möglich zu erzeugen und eine wohldefinierte Verteilung der Bestrahlungsstärke im Fokus zu erhalten. Da, wie in Abschnitt IV.2. gezeigt wird, die zentrale Energieverteilung der Laserstrahlung im Fokus gleich der Beugungsverteilung der ringförmigen Emissionsfläche des Lasers ist, können keine Substrukturen im Zentrum auftreten.
Außerdem spricht gegen Selbstfokussierung und Filamentierung, daß sich alle experimentellen Ergebnisse konsistent mit den Rechnungen erklären lassen, die gerade voraussetzen, daß keine erhöhten Bestrahlungsstärken aufgrund obiger Effekte vorliegen (vergleiche dazu insbesondere Kapitel VI.7.).

III.5. Zusammenfassung in einem einfachen Heizmodell

Eine Beschreibung der zeitabhängigen Entwicklung der Elektronen- und Ionentemperatur unter Berücksichtigung aller Effekte, die in den Kapiteln III-1 bis 3 beschrieben sind, erfordert ein numerisches Verfahren, das auf einem Rechner des Typs CDC-Cyber 170 durchgeführt wurde. Ausgehend

von den Temperaturen $T_e(t)$ und $T_i(t)$ zu Beginn eines Zeitintervalls der Länge Δt werden die Temperaturveränderungen aufgrund der verschiedenen Prozesse sukzessive berücksichtigt unter dem Einfluß der zugehörigen Bestrahlungsstärke $(P/A)(t)$. Die Größe Δt ist dabei so gewählt, daß die sich ergebenden Temperaturveränderungen sehr klein gegen die Ausgangstemperaturen sind. Typische Zeitschritte liegen im Bereich von 1 ps.
Die detaillierten numerischen Rechnungen zeigen jedoch, daß man mit einer einfachen analytischen Formulierung, wie sie im Folgenden vorgestellt wird, die Verhältnisse infolge der Aufheizung sehr gut beschreiben kann.
Zunächst zeigt sich - wie erwartet - daß der Energieübertrag durch Stöße von den geheizten Elektronen auf die Ionen im allgemeinen sehr gering ist. Als Verlustmechanismus für die Elektronen spielen diese Stöße daher keine Rolle. Ein Ausschalten dieses Prozesses innerhalb des numerischen Programms führt zu Elektronentemperaturen, die im Bereich von 2% gegenüber der korrekten Behandlung erhöht sind.
Somit kann die durch eine bestimmte Bestrahlungsstärke erzielte Aufheizung der Elektronen in guter Näherung dadurch beschrieben werden, daß eine Temperatur erreicht wird, für die gilt

(30) $$W^+ = W^- .$$

Dabei beschreibt W^+ die Energiezufuhr infolge von Absorption durch inverse Bremsstrahlung und W^- die Verluste durch klassische Wärmeleitung. Die zugehörige Geometrie des Wechselwirkungsvolumens wird durch Abbildung III-8 verdeutlicht. Bei der Wärmeleitung wird nur der Wärmestrom durch die Mantelfläche des Wechselwirkungsvolumens berücksichtigt. Wärmeleitungsverluste durch die Flächen A können vernachlässigt werden, da in Strahlrichtung des Lasers nur vernachlässigbare Temperaturgradienten auftreten. Typische Werte liegen im Bereich von 2 eV/mm.

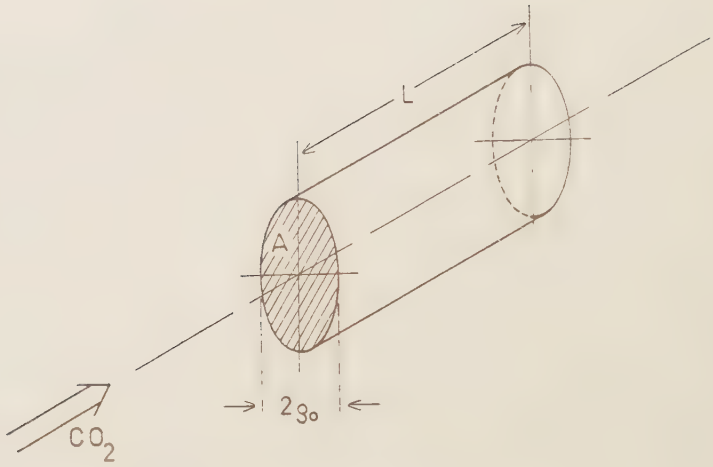


Abb. III-8 Geometrie des Wechselwirkungsvolumens.

Die pro Zeitintervall Δt absorbierte Energie ergibt sich zu

$$(31) \qquad W^+ = \frac{E_0}{A} \cdot A \cdot \left(1 - e^{-\alpha L} \right).$$

wobei der Absorptionskoeffizient durch Gleichung (5) aus Kapitel III.1. gegeben ist. Für hinreichend kleine Werte von αL kann die Exponentialfunktion entwickelt werden und man erhält:

$$(32) \qquad W^+ = E_0 \cdot \alpha \cdot L .$$

Ersetzt man den Gauntfaktor aus (5) durch

$$(33) \qquad g_H' = 5\, g_H^* ,$$

wobei g_H^* für unseren Parameterbereich durchweg ≈ 1 ist, und berücksichtigt man die Korrektur von α durch den Faktor F aus (7) (Abschnitt III.1.) für große Feldstärkeparameter, so ergibt sich insgesamt:

$$(34) \qquad W^{+} = P_o \cdot L \cdot Z \cdot n_o^{2} \cdot (1-n_o)^{-0,5} \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{-1,5} \cdot g_H^{*} \cdot F \cdot 5 \cdot 10^{5}\ m^{-1}.$$

Ausgehend von der klassischen Wärmeleitung nach Spitzer folgt aus (13) (Kapitel III.2.2.):

$$(35) \qquad W^{-} = K_{eff} \frac{\Delta T}{\Delta r} 2\pi g_o L .$$

K_{eff} ist durch (16) und die Gradientenlänge Δr ausgehend von (11) (Kapitel III.2.1.) durch

$$(36) \qquad \Delta r = \sqrt{8 \alpha_T t^{*}}$$

bestimmt. Obwohl in dieser stark vereinfachten Betrachtungsweise die Voraussetzungen für diese Formulierung der Gradientenlänge nicht mehr streng erfüllt sind, zeigt ein Vergleich mit den ausführlichen numerischen Rechnungen dennoch ein hohes Maß an Übereinstimmung, was zur Rechtfertigung dieser Betrachtungsweise Anlaß gibt. Insgesamt erhält man:

$$(37) \qquad W^{-} = g_o \cdot L \cdot n_o \cdot \left(\frac{t^{*}}{s}\right)^{-0,5} \cdot \left(\frac{k_B \Delta T_e}{eV}\right) \cdot \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{1,25} \cdot \sqrt{\frac{f(Z)}{\ln \Lambda_c}} \cdot 2,8 \cdot 10^{5}\ Wm^{-2}.$$

Dabei ist t^{*} die Zeit vom Beginn der Wechselwirkung bis zu dem Zeitpunkt, zu dem T_e bestimmt werden soll. $f(Z)$ berücksichtigt die Z-Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit und hat die Werte 1 bzw. 0,78 für Z = 1 bzw. 2.
Die Substitution von (34) und (37) in (30) liefert schließlich

$$(38) \qquad (k_B T_e)^{3,75} = \frac{P_o}{A} g_o \cdot n_o^{1,5} \cdot (1-n_o)^{-0,5} \cdot \sqrt{t^{*}} \cdot Z \cdot \psi^{*} \cdot 5,6 ,$$

wobei $k_B T_e$ in eV, P/A in Wm^{-2}, g_o in m und t^{*} in s einzusetzen sind. Der Übersichtlichkeit wegen wurde die Größe

ΔT_e aus (37) ersetzt durch

$$T_e = d^* \Delta T_e \quad (39)$$

und alle Korrekturparameter sind in ψ^* enthalten mit

$$\psi^* = \frac{g_J^* \cdot F \cdot d^*}{\sqrt{f(Z)}} \quad (40)$$

Außerdem ist wie oben der Coulomblogarithmus approximiert durch $\ln\Lambda_c = 9$. Eine genaue Analyse von (40) zeigt, daß für einen sehr großen Bereich der experimentellen Wechselwirkungsparameter ψ^* hinreichend gut durch 1 ersetzt werden kann. Die Lösung von (38) ist in Abbildung III-9 dargestellt. Um für spätere Anwendungen eine gute Vergleichsmöglichkeit zum theoretischen Schwellwert für SBS zu erhalten (vergleiche Abschnitt VI.6.), ist das Verhältnis T_e/T_i bestimmt in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke P/A für verschiedene g_o und n_o bei festem $t^* = 1$ ns und $Z = 1$.

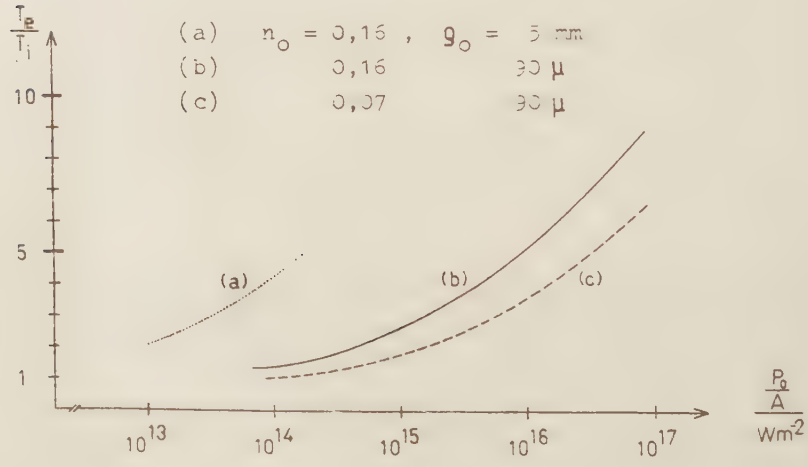


Abb. III-9 Lösung von Gleichung (39):
Abhängigkeit der Elektronentemperatur $k_B T_e$ von verschiedenen Wechselwirkungsparametern bei konstantem $t^* = 1$ ns, $Z = 1$ und $k_B T_i = 15$ eV.

IV. Experimentelle Komponenten

IV.1. Z-Pinch

Aus der Zielsetzung, die SBS unter wohldefinierten Wechselwirkungsbedingungen zu untersuchen, ergibt sich die Notwendigkeit, für diese Experimente ein homogenes, ausgedehntes Plasma zu verwenden. Damit entfällt die Möglichkeit, lasererzeugte Plasmen zu benutzen, wie es in zahlreichen bisherigen Experimenten üblich war. Auch wenn es möglich ist, mit entsprechend großen Lasersystemen Plasmaausdehnungen im Millimeterbereich zu erzielen, so bleibt aufgrund der schnellen zeitlichen Veränderungen solcher Plasmen das Problem, den Wechselwirkungsbereich orts- und zeitaufgelöst zu diagnostizieren.
Als Target dient uns daher das langlebige Plasma eines dynamischen Z-Pinches, das in verschiedenen Arbeiten[*28,29,30*] schon ausführlich diagnostiziert wurde und die gestellten Anforderungen hinreichend gut erfüllt.
Die elektrischen Daten der Anlage[*28*] sind in Tabelle IV-1 zusammengefaßt.

	maximale und typische Werte	
Kapazität	9 x 4,5 µF	
Ladespannung	40 kV	32 kV
gespeicherte Energie	32 kJ	21 kJ
Periodendauer	7 µs	
mittlere Gesamtinduktivität	31 nH	
maximaler Entladungsstrom	1,4 MA	1,1 MA

Tabelle IV-1

Elektrische Daten der Z-Pinch-Anlage.

Das Entladungsgefäß besteht aus einem Quarzrohr von 18 cm Innendurchmesser und 60 cm Länge. Die Elektroden haben einen Abstand von 50 cm. Für Untersuchungen zur Laser-Plasma Wechselwirkung und für weitere Diagnostikzwecke befinden sich in der Mittelebene des Entladungsgefäßes 4 Stutzen mit einem Innendurchmesser zwischen 30 und 40 mm jeweils unter einem Winkel von 90° zueinander. Die das Gefäß eng umschließenden Rückleiter sind durch einen Polyäthylenüberzug isoliert.

Als Monitor für den zeitlichen Verlauf der Plasmadichte während der Entladung dient ein Photomultiplier, der die Kontinuumsemission des Plasmas bei $\lambda \approx 525$ nm registriert. Es ist experimentell sichergestellt[*23*], daß in diesem Wellenlängenbereich keine Linienemission zu berücksichtigen ist. Ein typisches Photomultipliersignal ist in Abbildung IV-1 dargestellt.

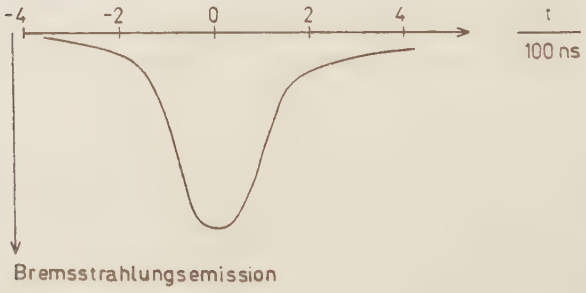


Abb. IV-1 Zeitabhängiges Ausgangssignal des Plasmamonitors.

Abhängig vom Neutralgasfülldruck kann die Plasmadynamik variiert werden. Ein Wert von 65 Pa H_2, wie er den meisten in dieser Arbeit vorgestellten Messungen zugrunde liegt,

liefert folgende Ergebnisse: Zur maximalen Kompression bildet sich konzentrisch zur Pinchachse eine etwa 18 mm dicke Plasmasäule aus, die über einen Zeitraum von 100 ns als homogen und ruhend angesehen werden kann. Ein Profil der Elektronendichte zu diesem Zeitpunkt sieht wie in Abbildung IV-2 dargestellt aus *28*.

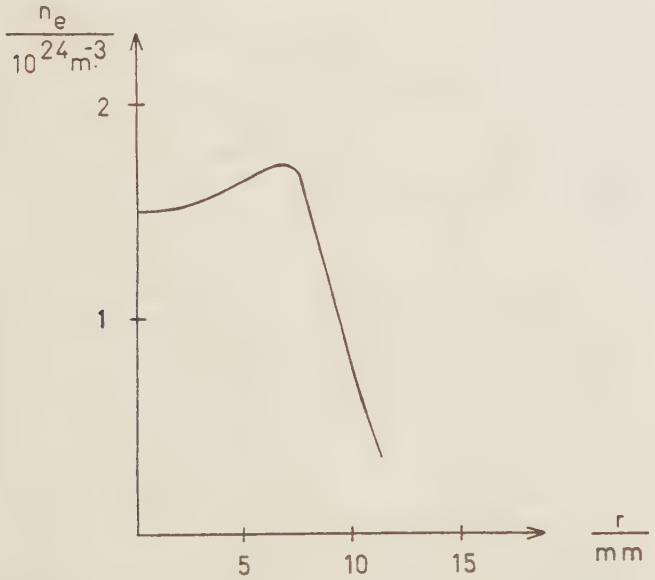


Abb. IV-2 Radiale Verteilung der Elektronendichte zur maximalen Kompression bei einem Fülldruck von 65 Pa H_2.

Die maximale Dichte ist einstellbar zwischen $5 \cdot 10^{23}$ und $5 \cdot 10^{25}$ m^{-3} *29*. Damit steht uns für die Wechselwirkung mit CO_2-Strahlung ein Plasma vom weit unterkritisch (0,05 n_c) bis zum überkritisch (5 n_c) dichten Bereich zur Verfügung. Die kritische Dichte $n_c = 10^{25}$ m^{-3} ist die "cut-off" Dichte für die verwendete CO_2-Laserstrahlung mit $\lambda_o = 10{,}6\ \mu$. Abhängig von der maximalen Dichte liegen Elektronen- und Ionentemperatur des Ausgangsplasmas im Bereich von 10 eV.

IV.2. CO_2-Lasersystem

Zur Untersuchung parametrischer Instabilitäten bei der Laser-Plasma Wechselwirkung werden entsprechend Abschnitt II Bestrahlungsstärken zwischen etwa 10^{13} und 10^{17} Wm^{-2} benötigt. Diese Werte stellen hohe Anforderungen an das Lasersystem sowie an die Art und Weise, wie die Strahlung ins Plasma gebracht wird.
Hohe Bestrahlungsstärken werden häufig durch Verwendung sehr kurzbrennweitiger Fokussierungslinsen*3,4* realisiert. Der Nachteil dieser Anordnungen besteht in der sehr geringen räumlichen Ausdehnung des Laserfokus und damit meist auch des Wechselwirkungsvolumens. Daher haben wir uns für die Verwendung von Linsen entschieden, deren Brennweiten 714 bzw. 1500 mm betragen.
Die Fläche, auf die die Laserstrahlung fokussiert wird, bestimmt sich außer durch die Brennweite der Linse aber auch durch die Strahlqualität, die Divergenz. Legt man optimale Bedingungen zugrunde, also beugungsbegrenzte Divergenz, die durch den Laserstrahldurchmesser bestimmt wird, so ergibt sich der Divergenzwinkel $\hat{\theta}$ für $z \gg z_R$ (Abbildung IV-3) zu*31*:

$$(1) \qquad \hat{\theta} \equiv \frac{w(z)}{z} \approx \frac{\lambda}{\pi w_o} .$$

Die Größen $w(z)$ und w_o, deren Bedeutung in Abbildung IV-3 veranschaulicht ist, beziehen sich auf den e^{-2} Abfall der Intensitätsverteilung eines Gaußschen Strahlenbündels. Benutzt man einen CO_2-Laser ($\lambda_o = 10{,}6\,\mu$) mit 10 cm Strahldurchmesser, was sich von unseren finanziellen und mechanisch durchführbaren Möglichkeiten als vernünftiger Kompromiß anbietet, so ergibt sich:

$$\hat{\theta} = \frac{10{,}6 \cdot 10^{-6}\ m}{\pi \cdot 5 \cdot 10^{-2}\ m} = 6{,}75 \cdot 10^{-5}.$$

Damit bestimmt sich unter den genannten Voraussetzungen die Fläche A_o, auf die mit einer Linse der Brennweite

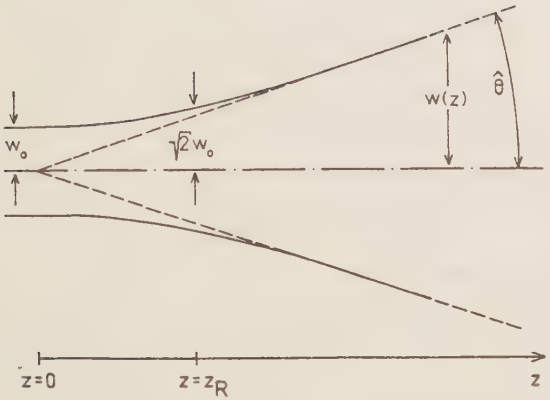


Abb. IV-3 Aufweitung eines Gaußschen Strahlenbündels mit Strahltaille $2\,w_o$.

f = 1500 mm fokussiert werden kann, zu

$$A_o = \pi\,(f\cdot\hat{\theta})^2 = 3{,}2\cdot10^{-8}\ m^2$$

Um Bestrahlungsstärken von $10^{17}\ Wm^{-2}$ zu erreichen, muß somit der Laser Ausgangsleistungen im Bereich von einigen Gigawatt liefern. Dieser Wert ist jedoch nur dann ausreichend, wenn der Laser tatsächlich beugungsbegrenzt emittiert. Außerdem müssen die verwendeten Optiken, also Spiegel, Strahlteiler und Linsen, optimal ausgelegt sein, d.h., sie dürfen keine Wellenfrontverzerrungen erzeugen.
Neben der Forderung an die Leistung des Lasers sind aber auch an den zeitlichen Verlauf der Laseremission Bedingungen gestellt. So soll das durch den Laser bestrahlte Plasma während der Wechselwirkungsdauer in seiner Dichte nicht verändert werden. Damit muß die Bestrahlungsdauer so kurz sein, daß sich die Ionen nicht wesentlich aus dem bestrahlten Bereich herausbewegen können. Legt man einen Fokusdurchmesser von 200 µ zugrunde, so ergibt sich für Protonen der Temperatur $k_B T_i \approx 10$ eV, daß sie aufgrund ihrer thermischen Ge-

schwindigkeit von $v_i = 4{,}4 \times 10^4$ ms^{-1} das Wechselwirkungsvolumen in einer Zeit von etwa 5 ns verlassen könnten. Diese Abschätzung führt dazu, daß die Bestrahlungsdauer in der Größenordnung einer Nanosekunde liegen sollte.
Faßt man alle diese hohen Anforderungen an die Laserstrahlung zusammen, so können sie nur von einem komplexen System erfüllt werden. Es bieten sich zwei unterschiedliche Methoden an, das gesetzte Ziel zu erreichen. Dazu gehört einerseits der früher übliche Aufbau eines Oszillator-Verstärker-Systems*32*, in dem eine Vielzahl von Verstärkereinheiten hintereinander geschaltet werden. Gerade durch diese Vielzahl von Einheiten aber wird dieses System schwer operabel (Synchronisationsprobleme, Schwierigkeiten hinsichtlich der optischen Isolation gegen verstärkte spontane Emission, hohe Betriebskosten). Aus dieser Erfahrung*33* heraus und nach eigenen Arbeiten zum Injection-Locking Verfahren entschieden wir uns daher für die andere Möglichkeit, einen hoch spezifizierten Laserstrahl zu erhalten, nämlich das Mode-Injection*35*. Hierbei wird mit einem kleinen Laseroszillator Strahlung erzeugt, die im wesentlichen die gewünschten Eigenschaften - bis auf die nötige Leistung - besitzt. Anschließend wird diese Strahlung in den Resonator einer großen Laserstufe injeziert, wo dann die notwendige Leistungsverstärkung erfolgt.
Der Aufbau des verwendeten Lasersystems ist in Abbildung IV-4 dargestellt. Als Oszillator dient ein TEA-Wendellaser (WL)*34*, der in der TEM_{00q} Grundmode einige hundert Kilowatt mit einer Halbwertszeit von 200 ns emittiert. Um die Frequenz der Strahlung auf dem CO_2-Rotationsübergang P 20 zu stabilisieren, ist der teildurchlässige Auskoppelspiegel des Resonators als thermisch abstimmbarer Resonanzreflektor (RR) ausgelegt. Das optisch aktive Medium ist durch zwei Brewsterfenster (B1,B2) abgeschlossen. Dadurch und durch die Reflexion an zwei weiteren außerhalb des Resonators stehenden Germaniumplatten (B3,B4), die ebenfalls unter dem Brewsterwinkel angeordnet sind, wird eine gute lineare Polarisation der emittierten Strahlung erreicht. Dieses ist

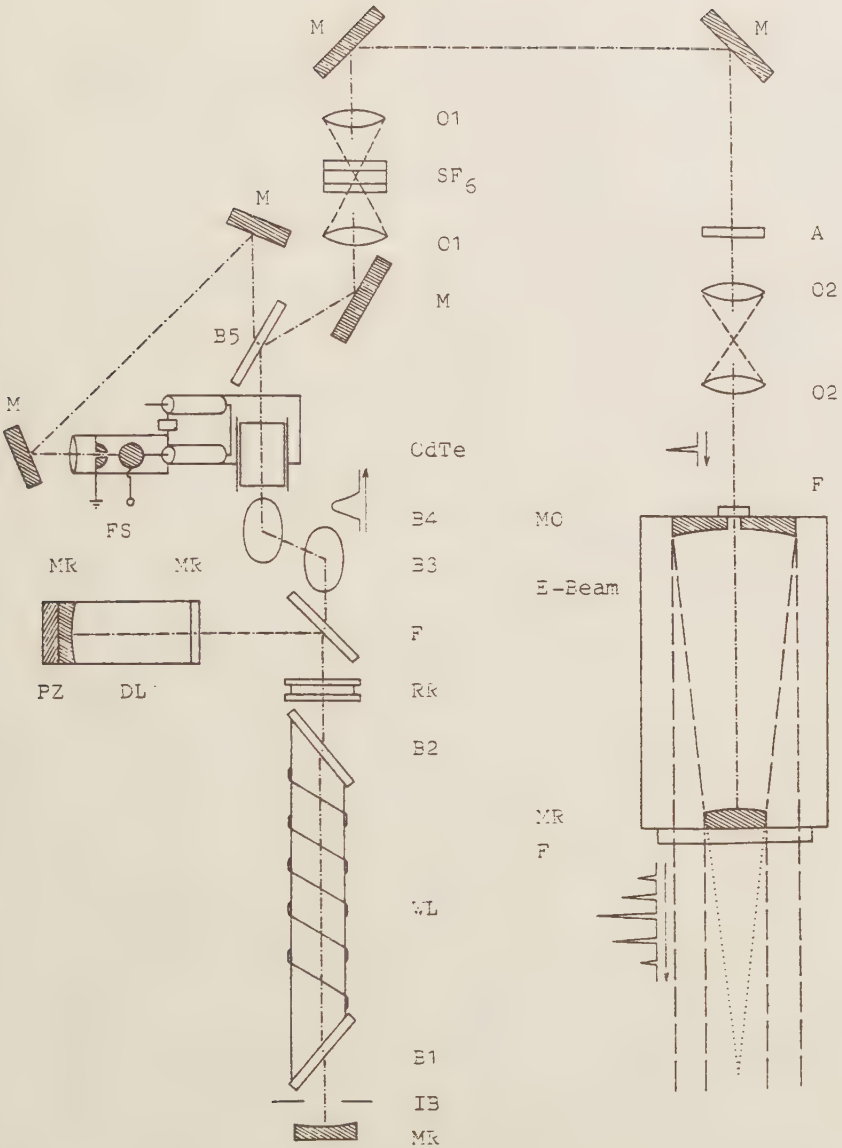


Abb. IV-4 Aufbau des CO_2-Lasersystems:
Die einzelnen Komponenten sind im Text beschrieben. Darüber hinaus bedeuten: M: Umlenkspiegel, Mk: Resonatorspiegel, F: NaCl-Fenster, PZ: Piezokristall, B5: Ge-Platte unter Brewsterwinkel, IB: Irisblende.

notwendig, da anschließend mit Hilfe eines CdTe-Kristalls und einer lasergetriggerten Funkenstrecke mit nachfolgender Kabelschaltung (FS) aus der Emission ein Puls frei wählbarer Länge elektrooptisch ausgeschnitten wird*34*. Die Pulsdauer wird durch die Länge der benutzten Kabelschaltung festgelegt. Wir verwenden im allgemeinen Pulse mit einer Halbwertsbreite von 1 bis 2 ns. Bei Benutzung von längeren Pulsen muß zusätzlich in den Wendellaser ein CO_2-Dauerstrichlaser (DL) eingekoppelt werden, um eine zeitliche Modulation der Schnittpulse zu vermeiden. Mit diesem Injection-Locking*34* wird erreicht, daß der Wendellaser nur in einer einzigen longitudinalen Grundmode TEM_{00q} emittiert. Der zeitliche Leistungsverlauf des Schnittpulses kann in guter Näherung durch ein Gaußprofil approximiert werden.

Mit Hilfe einer 1:1 Optik (O1) wird der erhaltene kurze Laserpuls durch eine SF_6-Zelle fokussiert. Dadurch erhöht sich das Kontrastverhältnis zwischen auszunutzendem Puls und der Untergrundstrahlung, die das Pulsschneidesystem noch passiert. Bevor der Puls nun verstärkt wird, durchläuft er eine weitere 1:1 Optik (O2) mit kurzbrennweitigen Linsen (f = 50 mm). Diese Anordnung erfüllt die Aufgabe einer Schutzoptik gegenüber zu erwartender rückreflektierter oder rückgestreuter Strahlung, die die empfindlichen Komponenten des Pulsschneidesystems zerstören würde. Im Fokus der Schutzoptik wird so durch intensive Laserstrahlung ein Plasma gezündet, das sowohl absorbiert als auch eine so starke Ablenkung bewirkt, daß der Hauptanteil der aus dem nachfolgenden Laserverstärker zurückkommenden Strahlung die beschriebenen optischen Komponenten nicht erreicht. Dennoch ist ein weiterer Absorber (A) zum Schutz der NaCl-Fenster der SF_6-Zelle vorteilhaft, da an dieser Stelle der Strahlengang zusätzlich fokussiert ist. Der vom Oszillator und Pulsschneidesystem erzeugte Laserpuls muß alle diese Komponenten durchlaufen und erfährt dadurch eine solche Abschwächung, daß er vor Eintritt in den Verstärker nur noch eine Leistung im Bereich von einem

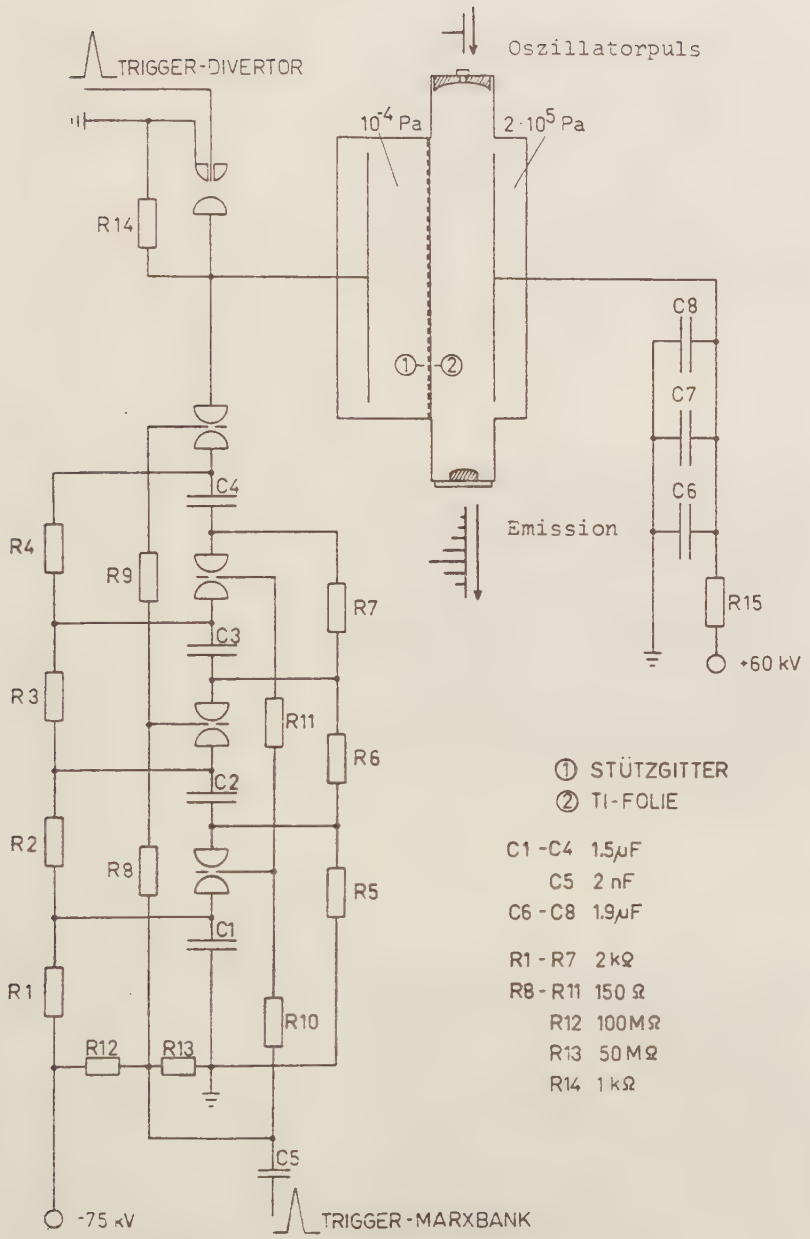


Abb. IV-5 Aufbau des elektronenstrahlangeregten Lasersystems.

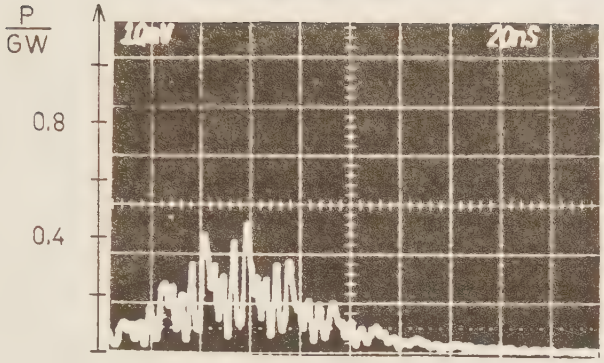
Kilowatt besitzt. Um ihn um mehr als 6 Größenordnungen zu verstärken, wird er durch ein zentrales Loch von 8 mm Durchmesser im konkaven Spiegel (MO) eines instabilen konfokalen Resonators in eine weitere Laserstufe eingekoppelt. Dabei handelt es sich um ein elektronenstrahlangeregtes Lasersystem (E-Beam) mit großflächiger Kaltkathode der Firma Maxwell Laboratories, Inc., das uns freundlicherweise von der KFA Jülich zur Verfügung gestellt wurde. Die Elektronenkanone wird über eine vierstufige Marxbankschaltung versorgt. Durch eine 50µ dicke Titanfolie gelangen die Elektronen in die eigentliche Laserkammer, wo sie das Arbeitsgas anregen. Die dabei verlorengehende Energie der Elektronen wird durch den Sustainer nachgeliefert, der aus einer Kondensatorbank von insgesamt 5,7 µF gebildet wird und bei Ladespannungen zwischen 40 und 60 kV betrieben werden kann. Der elektrische Aufbau des E-Beam-Systems ist in Abbildung IV-5 dargestellt.

Das Arbeitsgas besteht in der Regel aus einer Mischung von 70% He und 30% CO_2. Der Gesamtdruck des Arbeitsgases kann bis zu $8 \cdot 10^5$ Pa (Herstellerangabe) betragen. Unsere Betriebsbedingungen liegen im Bereich von nur $2 \cdot 10^5$ Pa. Ein höherer Druck bedeutet einerseits größere Anforderungen an die Stabilität des Austrittsfensters für die Laserstrahlung. Andererseits ist aber auch schon bei diesem Druck die Strahlungsbelastbarkeit des Austrittsfensters erreicht. Ein Arbeitsdruck von $2 \cdot 10^5$ Pa gewährleistet darüber hinaus schon eine gute Verstärkung im Nanosekundenbereich, da die am Laserprozeß beteiligten Rotationsniveaus des CO_2-Moleküls durch die Druckverbreiterung bereits hinreichend gut gekoppelt sind*36*.

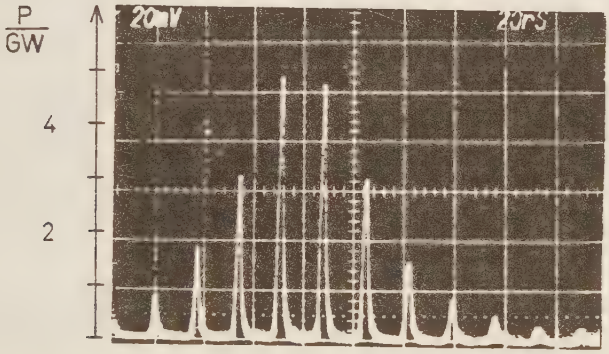
Der zeitliche Verlauf der Ausgangsleistung ist in den Abbildungen IV-6 dargestellt. Wird kein Oszillatorpuls in den E-Beam-Resonator injiziert, ergibt sich der durch Bild a) beschriebene Fall. Durch die Überlagerung vieler longitudinaler Moden entsteht das für einen frei anschwingenden Hochdruck TE CO_2-Laser typische Bild des "modebeating", dessen zeitliche Struktur von Schuß zu Schuß variiert.

Abb. IV-6
Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung des CO_2-Lasersystems

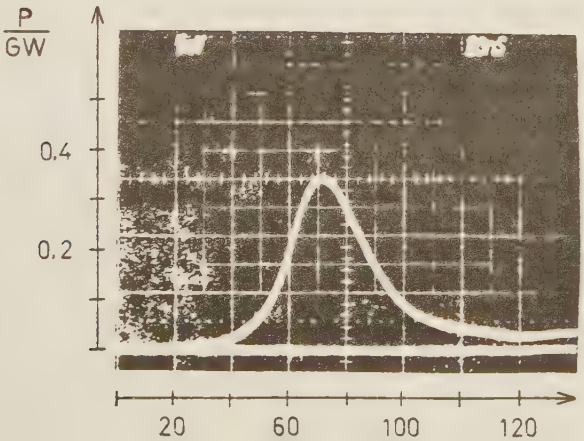
a) ohne Injection



b) mit eingekoppeltem kurzem Laserpuls



c) mit eingekoppeltem Dauerstrichlaser.



Wird in einem Zeitbereich von etwa 800 bis 300 ns vor der in a) gezeigten Eigenemission des Laserverstärkers der vom Oszillator und Pulsschneidesystem erzeugte kurze Laserpuls eingestrahlt, so ergibt sich ein zeitlicher Emissionsverlauf entsprechend b). Es entsteht eine Pulsfolge. Die Form der Einzelpulse ist im wesentlichen - d.h. bis auf geringe Sättigungseffekte - gleich der des eingestrahlten Pulses. Der Abstand von 16,7 ns zwischen den Pulsen entspricht einem optischen Weg von 5,0 m, was gerade die doppelte Resonatorlänge darstellt. Während die Gesamtenergie der emittierten Strahlung in den Fällen a) und b) annähernd gleich ist, unterscheiden sich die maximalen Leistungen aufgrund der Zeitcharakteristik um etwa eine Größenordnung. Im Fall b), der unseren meisten Wechselwirkungsexperimenten zugrunde liegt, können Pulse von mehr als 5 GW erzeugt werden. Dabei bedeutet die Emission einer Pulsfolge anstelle eines Einzelpulses für unser Experiment keinen Nachteil. Rechnungen mit den hohen Stoßraten*10* in unserem Plasma wie auch experimentelle Ergebnisse*37* zeigen, daß der Pulsabstand ausreicht, für zwei aufeinander folgende Pulse wieder weitgehend gleiche Plasmabedingungen zu schaffen. So können in einem Schuß bis zu 5 Messungen bei gleichen Plasmabedingungen aber stark unterschiedlichen Laserleistungen ausgewertet werden. Aus diesen Gründen wurde auch nicht versucht, einen Puls der Pulsfolge zu separieren.

Für eine spätere Anwendung war es außerdem wünschenswert, einen zeitlich langen, aber nicht - wie in a) - modulierten Leistungsverlauf der Emission zu erreichen. Dazu wird statt des kurzen Pulses die Strahlung eines frequenzmäßig abstimmbaren CO_2-Dauerstrichlasers in den Resonator eingekoppelt. Das Ergebnis zeigt Bild c). Interessant bleibt anzumerken, daß eingestrahlte Dauerstrichleistungen von einigen zehn µW ausreichen, um den gewünschten zeitlichen Leistungsverlauf zu erzielen.

Die Nahfeldverteilung der Laseremission ist in Abbildung IV-7 dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine Abbrandaufnahme auf Polaroidpapier. Der Außendurchmesser von 10 cm entspricht der Größe des Konkavspiegels, der innere Bereich von 5 cm Durchmesser ist die Schattenzone des Konvexspiegels. Die radiale Struktur wird erzeugt durch den geometrischen Schatten bzw. die Beugung an den Halterungsstäben für den Konvexspiegel.

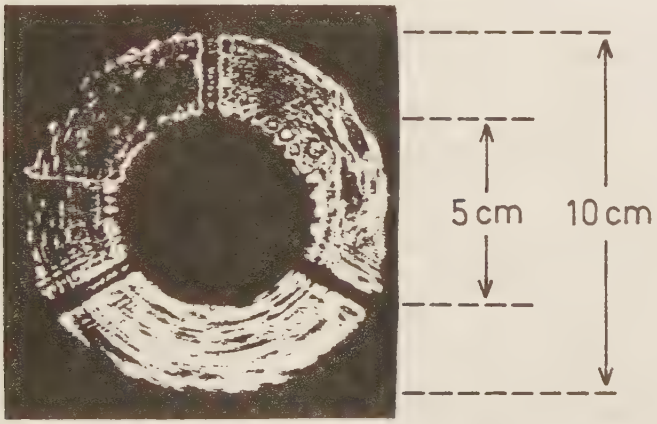


Abb. IV-7 Nahfeldverteilung der Laseremission (Abbrand auf Polaroid).

Die Fernfeldverteilung wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden bestimmt. Abbildung IV-8 zeigt Abbrandaufnahmen ebenfalls auf Polaroidpapier im Fokus einer Linse, die auch für die Experimente zur Laser-Plasma Wechselwirkung Verwendung findet. Um mit diesem Verfahren eine Energieverteilung messen zu können, wurde die Gesamtenergie, die den Abbrand erzeugt, in weiten Grenzen variiert, aber stets mit einem getrennten Monitor aufgezeichnet.

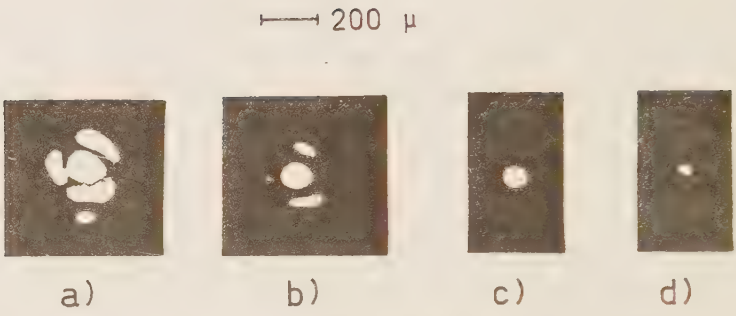


Abb. IV-8 Abbrandaufnahmen im Fokus einer Linse mit 714 mm Brennweite bei Variation der einfallenden Gesamtenergie W: a) $W = W_o$, b) $W = 0{,}3W_o$, c) $W = 0{,}15W_o$ und d) $W = 0{,}06W_o$.

Aus dem Vergleich dieser Werte mit den Abbranddimensionen resultiert eine Energieverteilung entsprechend Bild IV-9.

Im zweiten Meßverfahren wurde der jeweilige Fokus der oben beschriebenen Linsen auf das Target einer Infrarot-Kamera abgebildet. Der experimentelle Aufbau dazu entspricht Abbildung V-3. Ein elektronisches Auswertesystem für die Kamera (vergleiche dazu Abschnitt IV-3) erlaubt eine eindimensionale Profilmessung durch das Zentrum des Fokusses. Das Ergebnis dieser Messung zeigt ebenfalls Abbildung IV-9. Ein Vergleich von Abbrand- und Kameramessungen zeigt eine gute Übereinstimmung innerhalb der jeweiligen Fehlergrenzen. Das Kontrastverhältnis zwischen Maxima und Minima ist auf der Kamera etwas schlechter. Ursache dafür ist das beschränkte Auflösungsvermögen der Kamera, das jedoch die Breite der Maxima nicht wesentlich beeinflußt. Die experimentellen Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung zu Rechnungen von R.J. Freiberg und Mitarbeitern[*38*] für die Resonatorbedingungen unseres Lasersystems.

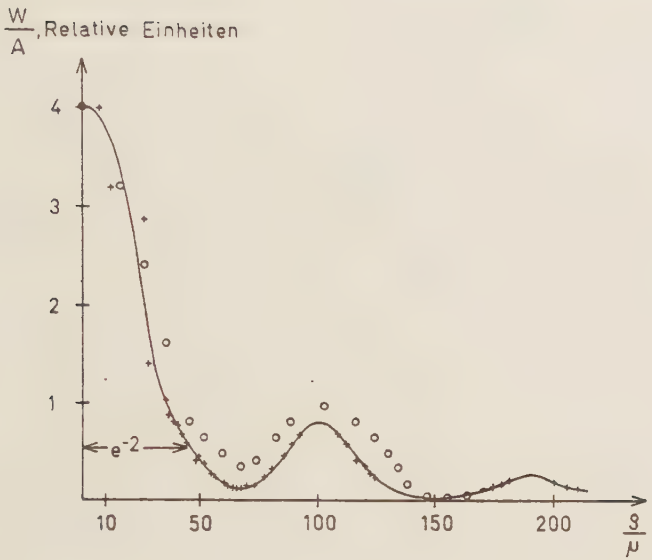


Abb. IV-9 Energieprofil im Fokus einer Linse mit 714 mm Brennweite:
Die durchgezogene Kurve ergibt sich als Mittelung über die Auswertung der Abbrandaufnahmen (Kreuze), während die Kreise das Ergebnis der IR-Kamera-Messung darstellen.

Wichtig ist festzustellen, daß sich nach Gleichung IV-1 und den Kurven aus Abbildung 9 die gemessene Divergenz der Laserstrahlung zu 7 ($\pm$1) x 10^{-5} ergibt. Dieser Wert bedeutet, daß sich die Strahlung unseres Lasersystems durch beugungsbegrenzte Divergenz bis zum Ort der Laser-Plasma Wechselwirkung auszeichnet.

IV.3. Infrarot-Detektoren

Zur Energie- und Leistungsbestimmung von Infrarot-Strahlung wurden im Verlauf der Messungen vier verschiedene Gruppen von Detektoren eingesetzt. Für zeitaufgelöste Messungen dienten schnelle Photon-Drag und Pyroelektrische Detektoren, für Bestimmungen der Gesamtenergie kamen Joulemeter und für ortsaufgelöste Registrierung eine Infrarot-Kamera zum Einsatz.
Im Gegensatz zum sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich, in dem z.B. die Neodym-Laserstrahlung liegt, stehen für Messungen im Bereich um $\lambda = 10{,}6\,\mu$ nur verhältnismäßig unempfindliche Detektoren zur Verfügung, sofern eine hohe Zeitauflösung benötigt wird und die Detektorfläche nicht zu klein werden darf. Da in unseren Experimenten im allgemeinen genügend Leistung zur Verfügung stand, konnten in vielen Fällen Photon-Drag Detektoren verwendet werden. Hierbei handelt es sich um dotierte Germaniumstäbe, bei denen die geometrischen Dimensionen die Empfindlichkeit mitbestimmen. Typischerweise reichen Infrarot-Leistungen im Bereich von 100 kW aus, mit diesen Detektoren z.B. in Verbindung mit schnellen Tektronix-Oszillografen der Serien 7904, 7834, 7844 und 7104 Signale von einigen mV zu erhalten. Der Vorteil aller Photon-Drag Detektoren liegt darin, daß sie bei Zimmertemperatur arbeiten und sich ihre Ausgangssignale durch kurze Anstiegszeiten, größtenteils unter 1 ns, auszeichnen. Außerdem sind sie relativ unempfindlich gegen zu hohe Bestrahlungsstärken, was bei der Untersuchung von Instabilitäten aufgrund ihres Schwellwertcharakters sehr wichtig ist. Hinzu kommt der Vorteil großer Detektorflächen. Für Messungen, bei denen es hinsichtlich der Nahe-100%-Rückstreuung auf hohe Genauigkeit ankam, wurde der PD80 eingesetzt, da er mit 2 cm^2 empfindlicher Fläche die beste Gewähr dafür gab, alle zu messende Strahlung tatsächlich zu registrieren. Die weniger empfindlichen Detektoren dienten im allgemeinen nur zur Zeitmarkierung für die Lasersignale.

Um eine noch höhere Zeitauflösung zu erreichen, wurden verschiedene Pyroelektrische Detektoren eingesetzt. Sie zeichnen sich gegenüber den Photon-Drag Detektoren zusätzlich durch eine höhere Empfindlichkeit aus, wobei allerdings die registrierende Fläche mit etwa 1 mm^2 sehr klein wird. Die beste Zeitauflösung wurde in unseren Messungen mit einem UF1 Detektor der Firma Pulse System in Verbindung mit einem 7104 Oszillografen der Firma Tektronix erreicht. Die Anstiegszeit gemessener Signale liegt bei 350 ps, was nahezu der Eigenzeit des beschriebenen Meßsystems entspricht.
Die Daten der leistungsmessenden Detektoren sind in Tabelle IV-2 aufgelistet.

Prinzip	Photon-Drag			Pyroelektrisch		
Bezeichnung	PD30	PD200	PD30	P500	P501	UF1
Hersteller	Rofin		1)	Molectron		Pulse System
Empfindlichkeit bei 10,6µ (V/MW)	0,06	0,2	0,03	10 2)	17 2)	5
Detektorfläche (mm^2)	200	16	25	1,2	0,8	1
Eigenanstiegszeit des Detektorsignals (ns)	< 1 3)	0,4	<1	0,4	0,4	0,05

Tabelle IV-2 Leistungsmessende Detektoren (Herstellerangaben):

1) bei diesen Modellen handelt es sich um selbstgebaute Detektoren,

2) Herstellerangabe wird von den uns gelieferten Modellen nicht erreicht,

3) gemessene Anstiegszeit: ≤0,7 ns.

Zur Messung der Gesamtenergie der Infrarot-Strahlungen wurden Joulemeter des Typs ED-200 der Firma Gen-Tec verwendet. Die Empfindlichkeit dieser Instrumente liegt bei 10 mV/mJ im Spektralbereich von 10,6µ.

Zur ortsaufgelösten Energiemessung dient eine Infrarot-Kamera der Firma Hamamatsu HTV mit einem Thomson-CSF Pyricon, dessen maximale Empfindlichkeit in einem Spektralbereich zwischen 8 und 14 µ liegt. Die vom Hersteller angegebene Auflösungsgrenze beträgt 5 Linienpaare/mm. Das Bild der Kamera wird auf einen Fernsehmonitor übertragen. Da es sich nur um ein Einzelbild handelt, ergibt sich die Notwendigkeit, dieses Bild auf einem Videorecorder abzuspeichern und im Standbildverfahren wieder auf dem Monitor abzuspielen. Das Bild gibt dann die räumliche Intensitätsverteilung der Infrarot-Strahlung auf dem Kameratarget wieder, wobei unterschiedliche Energiedichten verschiedene Grautöne erzeugen. Diese können mit Hilfe eines zehnstufigen Farbumsetzers in verschiedenen Farben dargestellt werden, was die Übersichtlichkeit des Bildes erhöht. Parallel dazu kann die Information auch digitalisiert ausgegeben werden. Zur leichteren Auswertung ist das System an einen PDP-11-Rechner angeschlossen, der sofort einen Ausdruck der von der Kamera registrierten Intensitätsverteilung liefert. Das im Durchmesser 16 mm große Kameratarget ist mit 256 x 256 Detektoren bestückt. Die elektronische Auswertung erlaubt es, entsprechend Abbildung IV-10 ein Auslesefenster variabler Breite über das Target zu legen. Über die Fensterbreite werden die Detektorsignale aufintegriert und das Ergebnis eines solchen Kanals gleichzeitig zur Gesamtverteilung auf dem Monitorschirm grafisch dargestellt.

Um das Kamerasystem in der gewünschten Weise betreiben zu können, waren umfangreiche und langwierige Arbeiten notwendig. Dabei mußten maximale Belastbarkeit, Empfindlichkeit und Linearität des Targets untersucht werden. Im Laufe dieser Testmessungen mußte zudem noch das Target ausgetauscht werden, da der Hersteller die Spezifikationen nicht eingehalten hatte und das Eintrittsfenster an der Pyricon-Röhre Interferenzen auf dem Kameratarget verursachte.

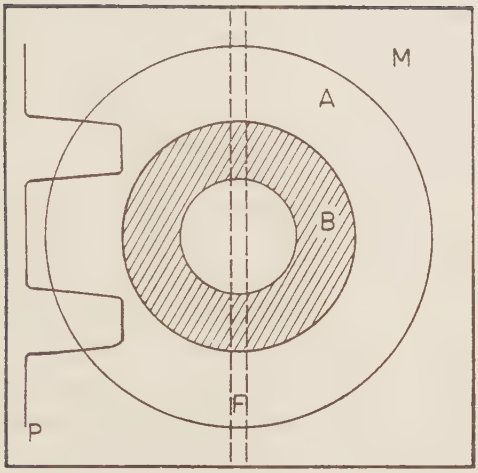


Abb. IV-10 Schematische Darstellung der Kamerasignale: M: Monitorschirm, A: Bereich des auswertbaren Kameratargets, B: von IR-Strahlung getroffener Targetbereich, wie er auf dem Monitor erscheint, F: elektronisches Auslesefenster, P: über Fensterbereich kanalweise auf integriertes Signal (jede Zeile des Monitorschirms stellt einen Kanal dar).

Außer für Messungen der eigentlichen räumlichen Energieverteilung der IR-Strahlung liegt das Haupteinsatzgebiet der Kamera in der Bestimmung der spektralen Verteilung von IR-Strahlung.
Es kann nicht erwartet werden, daß sich in aufeinanderfolgenden Laserschüssen die parametrischen Prozesse vollständig reproduzierbar wiederholen. Somit muß aus einem einzelnen Schuß ein Optimum an Information gewonnen werden. Damit ergibt sich die Notwendigkeit, die vom Plasma reemittierte Strahlung spektral aufgelöst vielkanälig aufzuzeichnen. Dies geschieht mit einem eigens für diese Anwendungen gebauten hochauflösenden Spektografen, dessen

Bildebene mit verschiedenen NaCl-Optiken auf das Target der IR-Kamera abgebildet wird. Dabei ist diese so justiert, daß die über die Fensterbreite integrierten Signale direkt die spektrale Verteilung anzeigen.
Der 1,5 m Spektograf, der in Czerny-Turner Aufstellung gebaut ist, besitzt ein Öffnungsverhältnis von 1 : 12. Durch das verwendete Gitter (150 Linien / mm, Blazewellenlänge 8 µ in 1. Ordnung) bedingt, erstreckt sich der untersuchbare Spektralbereich zum Infraroten hin bis zu einer Wellenlänge von ca 12µ . Die Eichung des Spektrografen erfolgt durch Ausmessen des Frequenzspektrums eines abstimmbaren CO_2-Dauerstrichlasers. Es ergibt sich eine lineare Dispersion von 0,038 mm/Å. Für die verwendete CO_2-P20-Strahlung ergibt sich daraus eine räumliche Verschiebung Δx für eine zu messende Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ von $\Delta x/\Delta\nu$ = 0,14 mm/GHz.

V. Aufbau der Wechselwirkungsexperimente

Zur Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung wird die vom CO_2-Lasersystem emittierte Strahlung entsprechend Abbildung V-1 in das Z-Pinch-Plasma fokussiert. Bei den Umlenkspiegeln M1 und M2 für den Hauptstrahl handelt es sich um unbeschichtete Cu- bzw Ni-Spiegel von 150 mm Durchmesser. Üblicherweise verwendete oberflächenvergütete Spiegel sind an dieser Stelle aufgrund der hohen Strahlungsbelastung nicht einsetzbar. Alle durchstrahlten optischen Komponenten bestehen aus NaCl. Der Vorteil dieses Materials liegt in seinem geringen Absorptionskoeffizienten (α = 0,13 m^{-1} bei λ = 10,6 µ). Ein niedriger Brechungsindex (n_r = 1,49 bei λ = 10,6 µ) und damit eine Reflexion von nur ca 4% pro Oberfläche erlaubt den Verzicht auf eine reflexionsmindernde Oberflächenvergütung. Außerdem gehört NaCl zu den preiswertesten Materialien für IR-Optiken, was bei den Dimensionen dieses Projektes auch zu berücksichtigen ist. Mit Hilfe einer plankonvexen Linse L1 (Ø = 110 mm, f = 1500 mm oder alternativ f = 714 mm) wird die Laserstrahlung

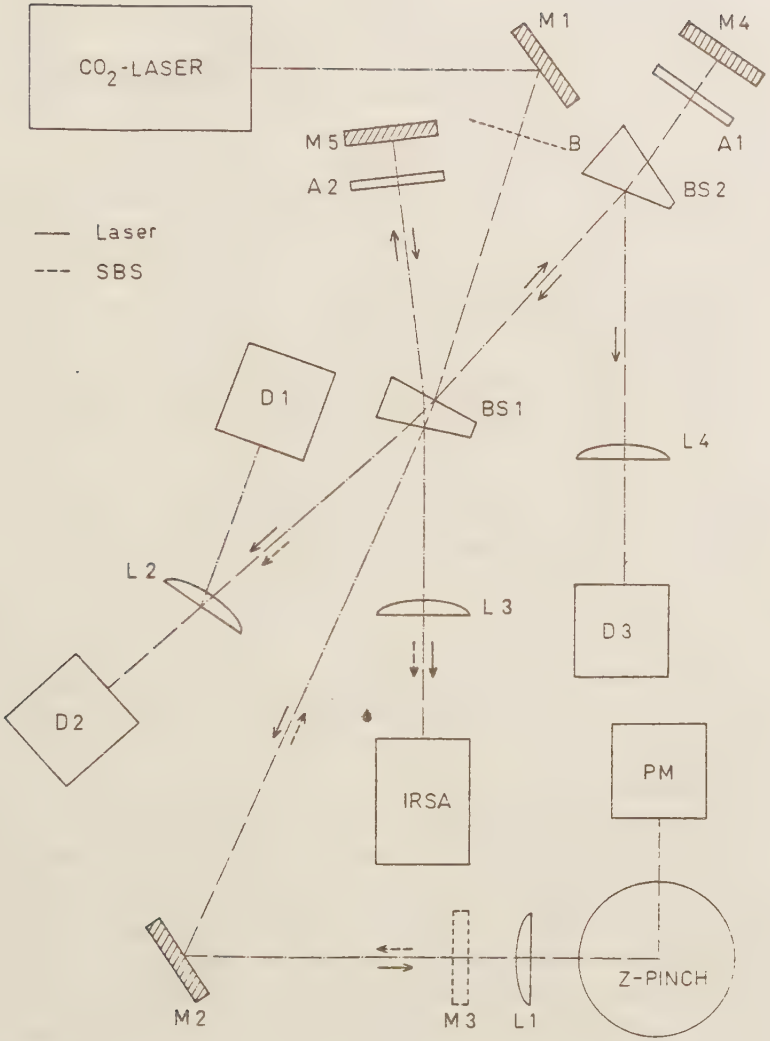


Abb. V-1 Standardaufbau des Wechselwirkungsexperimentes. Die Abkürzungen an den einzelnen Komponenten beziehen sich auf die Notation im Text.

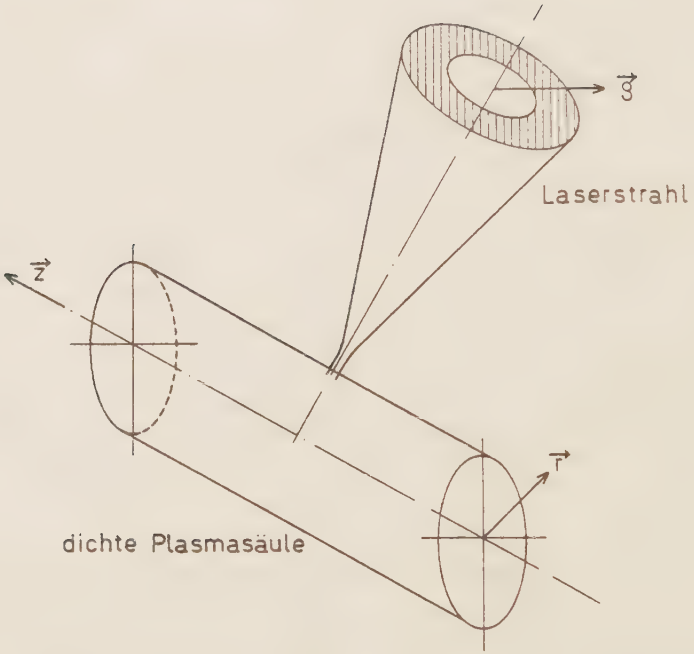


Abb. V-2 Geometrie des Wechselwirkungsbereichs.

in das Plasma fokussiert. Die Wechselwirkungsgeometrie ist in Abbildung V-2 dargestellt. Die räumliche Verteilung der Bestrahlungsstärke in der Fokalebene von L1 ergibt sich entsprechend Abbildung IV-9.
Ein Ziel des Aufbaus besteht darin, die Zahl der optischen Komponenten im Hauptstrahl so gering wie möglich zu halten. Damit können Reflexionsverluste reduziert und Beeinträchtigungen der Strahlqualität klein gehalten werden. Beides führt zu einer maximalen Bestrahlungsstärke im Wechselwirkungsvolumen. Aufgrund dessen benutzen wir nur einen einzigen Strahlteiler BS1 zur gleichzeitigen Untersuchung spektraler und zeitlicher Aspekte von Laser- und rückgestreuter Strahlung. Dabei handelt es sich um eine Keilplatte ($\varnothing$ = 120 mm, Keilwinkel 3°). Ein weiterer Vorteil gegen-

über der oft üblichen Verwendung einer planparallelen Platte als Strahlteiler liegt außerdem darin, daß keine Interferenzen zwischen den Reflexionen an den beiden Oberflächen auftreten können. Von großer Bedeutung für die Auswertung des Experimentes ist, daß mit dem Strahlteiler BS1 zwei voneinander unabhängige Strahlen erzeugt werden, die sowohl einfallende als auch rückgestreute Strahlung enthalten (vergleiche dazu insbesondere VI.1. und VI.4.). Die Reflexion der vom Plasma gestreuten Strahlung an der laserseitigen Oberfläche von BS1 gelangt direkt zur Linse L2 ($\varnothing$ = 110 mm, f = 714 mm). Die zugehörige Reflexion der Laserstrahlung fällt auf den Spiegel M4, wird dort in sich reflektiert und gelangt so ebenfalls auf L2. In der Nähe der Fokalebene von L2 registriert ein Detektor D2 die auffallende Strahlung. Im allgemeinen befindet sich in dieser Position der schon beschriebene Photon-Drag Detektor PD80, der mit seiner empfindlichen Fläche von 2 cm^2 Größe die Gewähr gibt, daß alle zu messende Strahlung tatsächlich registriert wird. Um eine noch bessere Zeitauflösung zu erreichen, werden pyroelektrische Detektoren verwendet. Ein solcher Detektor D1 steht in unmittelbarer Nähe des Brennpunktes der Strahlung, die an der Planseite von L2 reflektiert wird. Absolutmessungen bezüglich der Leistung der einfallenden Strahlung sind mit D1 nicht zuverlässig, da bei einer Detektorfläche von nur 1 mm^2 nicht alle Strahlung mit hinreichend hoher Genauigkeit registriert werden kann. Um die Laserstrahlung relativ zum rückgestreuten Licht abschwächen zu können, dienen verschiedene kalibrierte Absorberfolien an den Stellen A1 und A2. Ähnliche Folien können - wenn notwendig - vor den verschiedenen Detektoren verwendet werden oder auch zum Abschwächen der Laserstrahlung im Hauptstrahl in Position B.
Der ebenfalls keilförmige Strahlteiler BS2 ($\varnothing$ = 120 mm, Keilwinkel 3^{o}) dient unter anderem dazu, einen Teil der Laserstrahlung durch eine Linse L4 ($\varnothing$ = 110 mm, f = 714 mm) auf einen weiteren zeitauflösenden Detektor D3 zu reflektieren. Damit können eindeutige Aussagen über die zeitliche

Struktur der ins Plasma einfallenden Strahlung gemacht werden, da auf diesen Detektor kein rückgestreutes Licht fällt. So kann sichergestellt werden, daß zu dem Zeitpunkt, wo mit D1 und D2 die Rückstreuung detektiert wird, keine Laserstrahlung auf diese Detektoren fällt.
Um zwischen dem zeitlichen Verlauf der Rückstreuung und der Plasmaentwicklung eine Korrelation herstellen zu können, registriert ein Photomultiplier PM die Bremsstrahlungsemission des Plasmas in einem Wellenlängenbereich um 525 nm.
Zur gleichzeitigen spektralen Untersuchung von Laser- und rückgestreuter Strahlung werden die Reflexionen an der plasmaseitigen Oberfläche von BS1 ausgenutzt. Wieder lenkt ein Spiegel - M5 - das Laserlicht in sich zurück. Eine Linse L3 ($\varnothing$ = 110 mm, f = 1500 mm) fokussiert auf den Eintrittsspalt des in Abschnitt IV-3 beschriebenen Polychromators mit nachgestelltem Infrarot-Kamerasystem - kurz IRSA (Infrarot-Spektrumanalysator) genannt. Die gleichzeitige Registrierung der einfallenden und rückgestreuten Strahlung liefert eine ständige Frequenzkontrolle des Lasers und eine Eichmarke für das Rückstreuspektrum.
Zur Messung der räumlichen Verteilung der rückgestreuten Strahlung ist der Standardaufbau aus Abbildung V-1 entsprechend Abbildung V-3 modifiziert. In diesen Fällen wird auf eine spektrale Zerlegung des Lichtes verzichtet. Stattdessen befindet sich in der Nähe von L1 ein weiterer keilförmiger Strahlteiler BS3 ($\varnothing$ = 120 mm, Keilwinkel 3°) im Hauptstrahl. Die Reflexion der vom Plasma rückgestreuten Strahlung wird mit der Linse L5 ($\varnothing$ = 110 mm, f = 714 mm) fokussiert und die Brennebene mit einer weiteren Linse L6 ($\varnothing$ = 80 mm, f = 151 mm) im Maßstab 1 : 7 vergrößert auf das Detektorfeld der Infrarot-Kamera K abgebildet. Für einige Experimente befindet sich die Kamera auch hinter L5 in Position C. Um in gleicher Weise auch die einfallende Laserstrahlung vermessen zu können, wird ihre Reflexion an BS3 mit dem Spiegel M6 in sich reflektiert und damit in den beschriebenen Strahlengang gebracht.

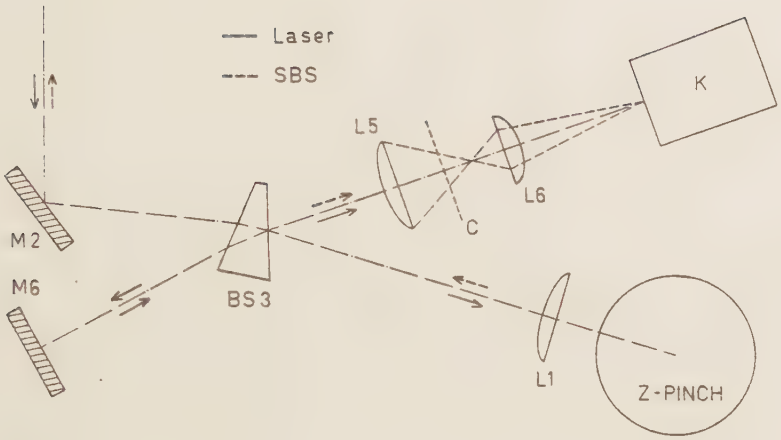


Abb. V-3 Aufbau zur Messung der räumlichen Verteilung von Laser- und rückgestreuter Strahlung.

VI. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

VI.1. Rückgestreute Leistung als Funktion der Bestrahlungsstärke

Abbildung VI-1 stellt eine Zusammenstellung verschiedener Detektorsignale eines einzelnen Schusses dar. Die Abkürzungen beziehen sich auf die Notation In Kapitel V. Wir erhalten zunächst das Signal von Detektor D3, auf den nur Laserstrahlung fällt. Durch Vergleich mit dem Ausgangssignal von D2 werden die Rückstreusignale eindeutig identifiziert. Der optische Weg zwischen dem Strahlteiler BS1 und dem Spiegel M4 ist in diesem Fall so justiert, daß jedem Laser- sofort das zugehörige Rückstreusignal folgt.

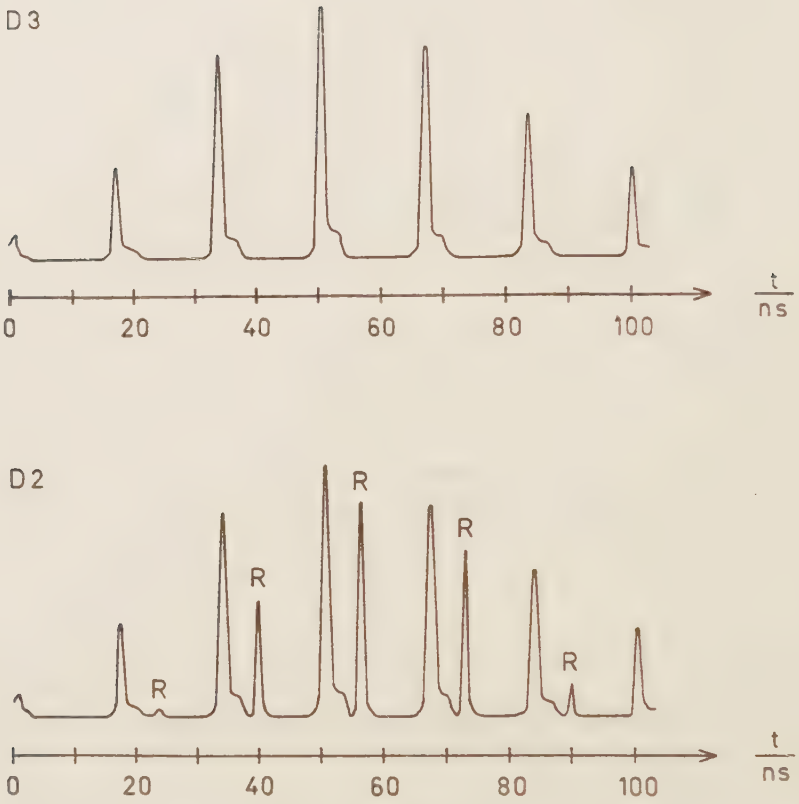


Abb. VI-1 Typische Detektorsignale von D3 (nur Laserstrahlung) und D2 (Laser- und rückgestreute Strahlung).

Vergleicht man die maximalen Pulshöhen von Laser- und Rückstreusignal, so erhält man eine Darstellung entsprechend Abbildung VI-2*39*.
Bei unveränderter Bestrahlungsgeometrie und gleichbleibenden Plasmabedingungen ist unterhalb einer bestimmten Bestrahlungsstärke - hier $5 \cdot 10^{14}$ Wm^{-2}-kein Rückstreusignal nachweisbar. Für Messungen dieser Art liegt die Detektionsgrenze bei einem Verhältnis P_R/P_O von etwa 0,003. In Messungen mit empfindlicheren Detektoren, wie zum Beispiel

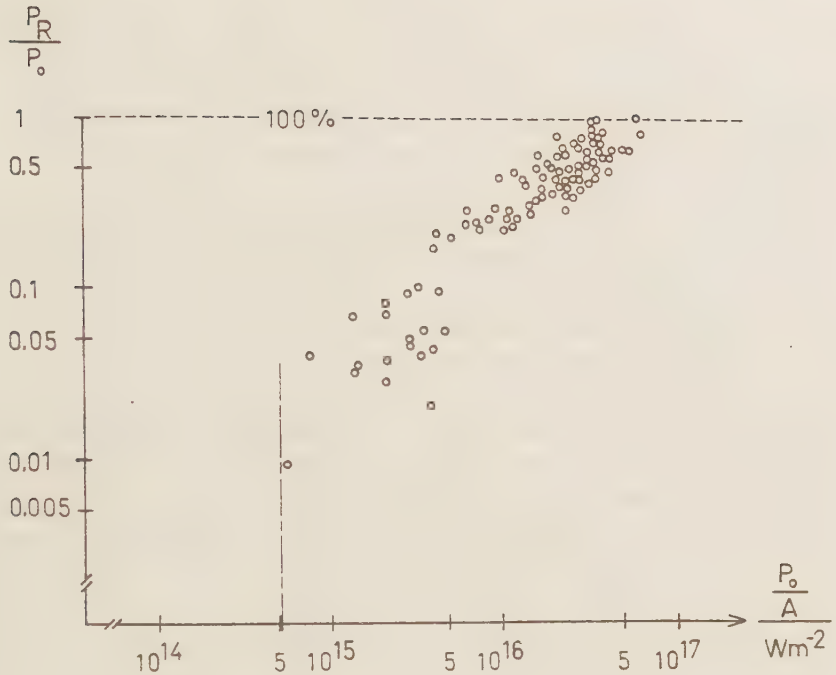


Abb. VI-2 Relative Rückstreuung als Funktion der Bestrahlungsstärke im Wechselwirkungsvolumen: (P_R: rückgestreute Leistung, P_o: Laserleistung, experimentelle Randbedingungen: vollionisiertes Wasserstoffplasma; $n_o = 0{,}16$; $A = 7 \cdot 10^{-6}$ m^2) Für Bestrahlungsstärken unterhalb von etwa $5 \cdot 10^{14}$ Wm^{-2} (gestrichelte Linie) sind keine Rückstreusignale nachweisbar.

der Infrarot-Kamera, wird diese Grenze um mehr als eine Größenordnung zu kleineren Werten verschoben, wobei sich der Wert der Bestrahlungsstärke nicht ändert.
Ein solches Verhalten ist typisch für den Schwellwertcharakter einer parametrischen Instabilität. Unterhalb einer durch die Wechselwirkungsparameter festgelegten Bestrahlungsstärke kann die Instabilität nicht anwachsen, da die

beteiligten Wellen zu stark gedämpft sind. Ist der Schwellwert dann einmal überschritten, so erfolgt Rückstreuung. Eine weitere Erhöhung der Bestrahlungsstärke hat dann nach Abbildung VI-2 eine immer stärker werdende Rückstreuung zur Folge.
Im Gegensatz zu allen anderen Experimenten, die von verschiedenen Autoren bisher durchgeführt wurden (vergleiche dazu auch Kapitel VII.8.), stellt sich bei uns jedoch keine Sättigung der Rückstreuung bei 0,3%*2* bis 60%*3* ein. Es wird mit diesem Experiment zum ersten Mal nachgewiesen, daß der Rückstreuwert für SBS die theoretische obere Grenze von nahezu 1 erreichen kann. - Daß es sich im vorliegenden Fall tatsächlich um SBS handelt, wird in den nächsten Kapiteln ausführlich diskutiert. - Der Grenzwert von ca. 1 ergibt sich aus dem Manley-Rowe Kriterium, welches besagt:

$$\left(\frac{P_{SBS}}{P_o}\right)_{max} = \frac{\omega_o - \omega_s}{\omega_o} .$$

Für die vorliegenden Plasmabedingungen liegt die Kreisfrequenz der für die SBS maßgeblichen ionenakustischen Welle in der Größenordnung von 10^{11} s^{-1} bei einem ω_o von $1{,}78 \cdot 10^{14}$ s^{-1}. Damit ergibt sich ein Wert

$$\left(\frac{P_x}{P_o}\right)_{max} \approx 0{,}9995 \approx 1 .$$

Gerade weil wir uns vom Experiment her dieser theoretischen Grenze näherten und die Diskrepanz zu den bisher berichteten Ergebnissen offensichtlich wurde, stellten wir besondere hohe Anforderungen an die Genauigkeit des Wertes P_x/P_o. Daraus resultiert auch die Art des experimentellen Aufbaus, wie er in Abbildung V-1 gezeigt ist.
Durch Einführung eines ebenen Spiegels M3 (Ø = 150 mm, Material: Ni) unmittelbar vor die Fokussierungslinse L1 wird die Laserstrahlung in sich reflektiert und erreicht als "simulierte Rückstreuung" die Detektoren D1 und D2. Damit kann das über den Spiegel M4 auf die Detektoren fallende

Laserlicht geeicht werden. Diese Eichung ist in einem Schuß durchführbar, wenn durch die Position von M3 der optische Weg bis zu den Detektoren so justiert ist, daß entsprechend Abbildung VI-1 die Signale der simulierten Rückstreuung zeitlich zwischen die Lasersignale fallen. Bezieht man dann die Reflexionsverluste an M3 sowie im eigentlichen Betrieb die Reflexions- und Absorptionverluste an L1 und dem Eintrittsfenster des Plasmagefäßes (Ø = 120 mm, Dicke 25 mm) mit ein, so liegt der Fehler bei der Bestimmung der relativen Rückstreuung einschließlich der Ableseungenauigkeit am Oszillografen bei weniger als 10%. Nur im Schwellwertbereich erhöht sich dieser Fehler aufgrund sehr kleiner Rückstreusignale.

Von besonderer Wichtigkeit ist bei der verwendeten Meßanordnung, daß die zu vergleichenden Strahlungen vom selben Detektor und folglich auch vom selben elektronischen Meßkanal am Oszillografen registriert werden. Somit entfallen Probleme hinsichtlich der Relativeichung verschiedener Detektoren und nachgeschalteter elektronischer Meßanordnungen. Letzterem Punkt kommt besondere Bedeutung zu, da der Nachweis von Laserpulsen im Nanosekundenbereich und darunter höchste Anforderungen an die zur Zeit kommerziell erhältlichen Meßanordnungen stellt. Unterschiedliche Bandbreiten von Detektoren bzw. Oszillografen können die Ergebnisse leicht verfälschen, wie in einem anderen Zusammenhang in den Kapiteln VI.4. und 5. gezeigt wird.

Betrachtet man mit der angegebenen Unsicherheit von weniger als 10% im Verhältnis P_R/P_0 die Ergebnisse in Abbildung VI-2, so ist kein Zweifel gegeben, daß die rückgestreute Leistung im vorliegenden Experiment Werte von nahe 100% der einfallenden Laserleistung erreicht.

Bei der Bestimmung der Bestrahlungsstärke treten verschiedene Probleme auf. Während die Relativbestimmung der einfallenden Leistung nur mit Fehlern von wenigen Prozent behaftet ist, liegt die Unsicherheit in der Absolutbestimmung bei ca. 25%. Zusätzlich müssen die Verhältnisse im Wechselwirkungsvolumen berücksichtigt werden. Für die vorliegende

Messung konnte durch Rubin-Lichtstreuung*37* gezeigt werden, daß der Ort der Wechselwirkung mit der Fokusposition der einfallenden CO_2-Laserstrahlung übereinstimmt. Diese Ergebnisse werden ausführlich in der Dissertation von B.Gellert*40* diskutiert. An dieser Stelle wird daraus nur eine Rechtfertigung dafür hergeleitet, die Bestrahlungsstärke im Wechselwirkungsvolumen durch den Vakuumwert im Fokus zu ersetzen. Die Energieverteilung der Laserstrahlung in der Fokalebene läßt sich durch unabhängige Messungen entsprechend Abbildung IV-9 bestimmen. Mit diesen Voraussetzungen ergeben sich die Fehlergrenzen bei der Absolutbestimmung der Bestrahlungsstärke zu etwa 40%.
Ein Vergleich zwischen der Abschätzung der Fehlergrenzen und der Streuung der Meßpunkte in Abbildung VI-2 zeigt, daß die Meßwerte weiter auseinanderliegen als es der Auswertesicherheit entspricht. Betrachtet man dagegen nur die Ergebnisse der Pulsfolge eines einzigen Laserschusses, so erhält man eine wesentlich geringere Streuung, wie aus Abbildung VI-3 hervorgeht.
Eine naheliegende Erklärung für dieses Verhalten liegt darin, daß von Schuß zu Schuß etwas unterschiedliche Wechselwirkungsbedingungen vorliegen. Das gilt sowohl für die Plasmaparameter als auch für die zeitliche Pulsform des Lasers, die hinsichtlich Anstiegszeit und Halbwertsbreite kleinen Schwankungen unterworfen ist.
Dieser Effekt macht sich insbesondere in Schwellwertnähe bemerkbar, wo die Streuung der Meßpunkte auch deutlich am größten ist. Genauere Untersuchungen dazu sind durchgeführt und in Abschnitt VI.4. im Zusammenhang mit Abschätzungen zu den SBS-Anwachsraten ausführlich diskutiert.
Bei den Untersuchungen zur zeitlichen Zuordnung zwischen Laser- und Rückstreusignal (vergleiche Kapitel VI.5.) wird deutlich, daß im Schwellwertbereich die Leistungsmaxima der beiden Strahlungen nicht zwangsläufig zusammenfallen. Auch dieser Effekt muß bei der Streuung der relativen Rückstreuwerte in Schwellwertnähe mit berücksichtigt werden.

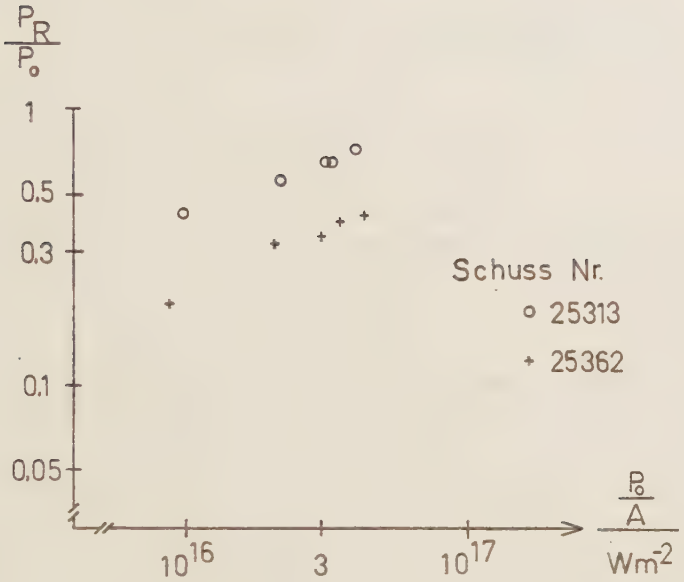


Abb. VI-3 Relative Rückstreuung einer einzelnen Pulsfolge.

Allgemein bleibt zur Streuung der Meßergebnisse noch anzumerken, daß die SBS an thermischen Dichtefluktuationen beginnt. Das gemessene Signal stellt daher den über viele Größenordnungen verstärkten Wert eines statistisch verteilten Eingangssignals dar, von dem zwangsläufig nicht erwartet werden kann, daß es sich von Schuß zu Schuß reproduziert.
Gerade dieser Eigenschaft soll zum Beispiel dadurch Rechnung getragen werden, daß die spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung parallel zu den bisher berichteten Messungen und vor allem in einem einzigen Laserschuß registriert wird.

VI.2. Spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung zur Identifikation von SBS

Es sind verschiedene Prozesse denkbar, die dazu führen können, einen Teil der einfallenden Laserstrahlung vom Plasma zurückzulenken. Neben der Rückstreuung durch parametrische Instabilitäten ist die geometrische Reflexion an überkritisch dichten Plasmaschichten oder steilen Dichtegradienten in Betracht zu ziehen. Zwar ist das Ausgangsplasma in dem Fall, der den bisher vorgestellten Messungen zugrunde liegt, mit $n_o = 0{,}16$ weit unterkritisch dicht, so daß geometrische Reflexionen auszuschließen wären; dennoch könnten während der Laserbestrahlung Veränderungen im Plasma auftreten, die die Verhältnisse nicht so eindeutig belassen. Auch liegt die Ausgangsplasmadichte unterhalb von $0{,}25\ n_c$, dem Wert, bei dem bevorzugt die stimulierte Raman Streuung (SRS) auftritt. Zudem wurde bisher in der Literatur auch von keinen Messungen berichtet, bei denen durch SRS bedingt auch nur annähernd die Größenordnung an rückgestreuter Strahlung beobachtet werden konnte, um diesen Prozeß für unsere Ergebnisse verantwortlich erscheinen zu lassen*41,42*. Dennoch haben wir zur Identifikation der rückgestreuten Strahlung als SBS verschiedene Experimente durchgeführt.

Ein wesentliches Kriterium zur Bestimmung des für die Rückstreuung verantwortlichen Prozesses ist die Frequenzverteilung der rückgestreuten Strahlung. Ist eine parametrische Instabilität die Ursache, so muß aus Gründen der Energieerhaltung eine Frequenzverschiebung auftreten, deren Betrag durch die Frequenz der im Plasma streuenden Welle festgelegt wird. Ist eine geometrische Reflexion Ursache für das zurückgelenkte Licht, so sollte die Frequenz identisch sein mit der Laserfrequenz, es sei denn, die reflektierende Schicht selbst ist in Bewegung. Daraus resultierte dann eine dem Dopplereffekt entsprechende Verschiebung, die Rückschlüsse auf Betrag und Richtung der Bewegung zuläßt.

Ein typisches Spektrum, wie es sich im Schwellwertbereich mit dem IRSA-System aufnehmen läßt, ist in Abbildung VI-4 dargestellt. In diesem Fall erreicht den Eintrittsspalt des Polychromators sowohl rückgestreute Strahlung als auch - über den Spiegel M5 (vergleiche Abbildung V-1) - Laserstrahlung, die als Referenzsignal benutzt wird.

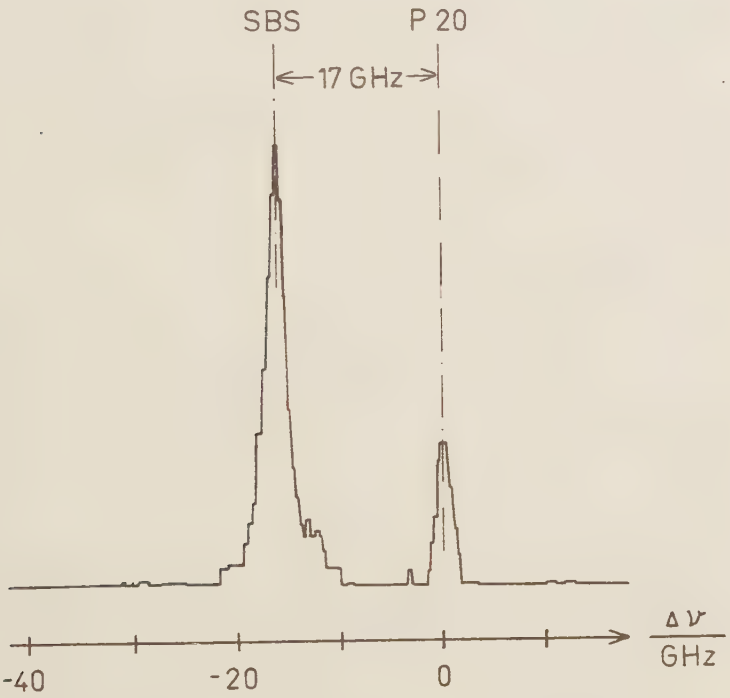


Abb. VI-4 Spektrale Verteilung von Laser- und rückgestreuter Strahlung im Schwellwertbereich.

Die spektrale Breite der CO_2-Laserlinie P 20 (ν_o = $2{,}83 \cdot 10^{13}$ s^{-1}) ist überdeckt durch das Apparateprofil von etwas weniger als 2 GHz. 17 GHz rotverschoben befindet sich das Spektrum der rückgestreuten Strahlung, das gegenüber

dem einfallenden etwas verbreitert ist. Im Vergleich der Höhen der Spektren zueinander muß beachtet werden, daß das Laserlicht definiert abgeschwächt ist.
Wird auf die Laserstrahlung als Referenzsignal verzichtet, so ergibt sich, daß im rückgestreuten Licht ein eventuell vorhandener Anteil von unverschobener P 20 Strahlung zumindest 3 Größenordnungen kleiner sein muß als der frequenzverschobene Anteil. Diese obere Grenze wird durch den dynamischen Meßbereich des Kamerasystems gesetzt. Ähnliche Aussagen lassen sich unabhängig davon machen, wie weit die Bestrahlungsstärke den Schwellwert übertrifft.
Angesichts der geringen gemessenen Rotverschiebung $\Delta\nu$ von 17 GHz, was ein Verhältnis

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)_{exp} = 6 \cdot 10^{-4}$$

ergibt, kann die SRS als Ursache für die rückgestreute Strahlung ausgeschlossen werden. Bei der SkS wird an Elektronenplasmawellen gestreut, die der Dispersionsbeziehung

$$\omega_{ep}^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2} k_{ep}^2 v_e^2$$

genügen. Auf die Parameter unseres Wechselwirkungsexperimentes angewendet ergäbe sich ein ω_{ep} im Bereich von $7 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$, was zu einem Wert

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)_{SkS} \approx 0{,}4$$

führte. Selbst eine starke Veränderung der Plasmaparameter während der Laserbestrahlung kann nicht zu dem experimentell bestimmten Wert Anlaß geben.
Im Gegensatz zur SkS wird bei der SBS nicht an hochfrequenten Elektronenwellen sondern an den viel niederfrequenteren ionenakustischen Wellen gestreut, für die die Dispersionsbeziehung gilt:

$$\frac{\omega_s}{k_s} = \left(\gamma_e \frac{Z\, k_B T_e}{m_i} \frac{1}{1+k^2\lambda_D{}^2} + \gamma_i \frac{k_B T_i}{m_i} \right)^{0,5} .$$

Berücksichtigt man die Plasmaaufheizung während der Lasereinstrahlung, so läßt sich mit einem einfachen Heizmodell, das in Kapitel III.5. ausführlich diskutiert ist, die gemessene Frequenzverschiebung bis auf wenige Prozent Ungenauigkeit richtig bestimmen. Da dies nicht nur für die speziellen Wechselwirkungsbedingungen gilt, die zu dem Spektrum in Abbildung VI-4 führen, erscheint die SBS mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit als der Prozeß, der die Rückstreuung verursacht.
Interpretiert man die gemessene Frequenzverschiebung als Dopplereffekt bei der geometrischen Reflexion an einer sich bewegenden überkritisch dichten Schicht, so müßte diese Bewegung vom Laser weg und damit ins Plasma hinein gerichtet sein. Als Geschwindigkeit ergäbe sich

$$u = \frac{\Delta\nu}{\nu_0 - \Delta\nu} c$$

und damit $u \approx 1{,}4 \cdot 10^5\ ms^{-1}$, ein Wert, der etwa dem dreifachen der thermischen Ionengeschwindigkeit des Ausgangsplasmas entspricht. Somit liegt eine solche Bewegung zwar betragsmäßig im Bereich des Möglichen, beinhaltet aber das Problem, das Vorhandensein einer überkritisch dichten Plasmaschicht zu erklären. Um diesen Effekt jedoch vollständig ausschließen zu können, wurde noch ein weiteres Experiment durchgeführt.

VI.3. Räumliche Verteilung der rückgestreuten Strahlung

Bei der Reflexion an einer kritischen Schicht müssen die Reflexionsgesetze der geometrischen Optik erfüllt sein. Verfolgt man den optischen Weg eines Lichtbündels, so ergibt sich ein offensichtlicher Unterschied zum Fall der

SBS*43*, bei der - zumindest im Fall der Rückstreuung - jedes Lichtbündel weitgehend in sich zurückläuft. Wird die Hälfte der einfallenden Laserstrahlung durch eine lichtundurchlässige Maske abgeblendet, läßt sich entsprechend Abbildung VI-5 unterscheiden, welcher der zur Diskussion stehenden Prozesse für die Rücklenkung des Lichtes verantwortlich ist.

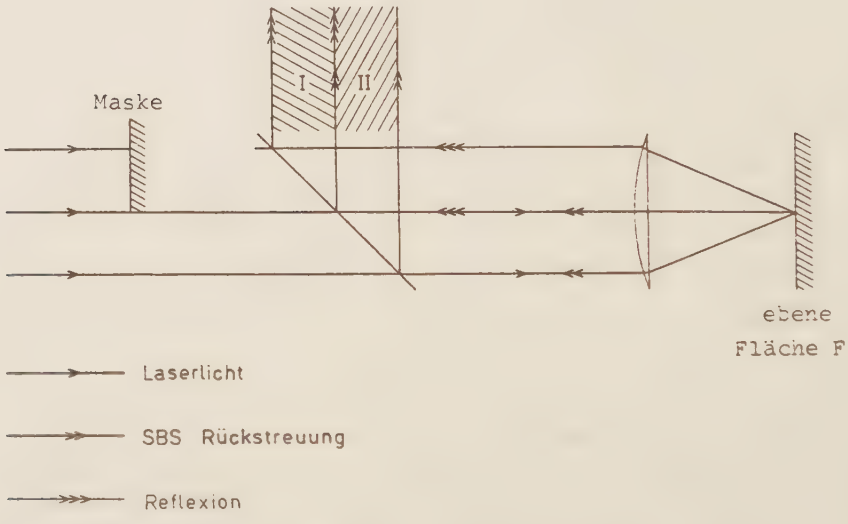


Abb. VI-5 Räumliche Verteilung des rückgelenkten Lichtes zur Unterscheidung zwischen SBS und geometrischer Reflexion an einer ebenen Fläche F.

Bei der SBS fällt die rückgestreute Strahlung in den mit II bezeichneten Bereich, bei Reflexion an einer ebenen Fläche F dagegen in den geometrischen Schatten der Maske und damit in den Bereich I. - Eine Krümmung der Fläche F oder eine Position schräg zum einfallenden Lichtbündel kann ausgeschlossen werden, da in diesen Fällen nicht

alle auf F treffende Strahlung in den Raumwinkel der einfallenden Laserstrahlung reflektiert würde und somit die Detektoren D1 bzw D2 nicht fast 100% rückgelenktes Licht registrieren könnten.
Die experimentellen Untersuchungen wurden in dem in Abbildung V-3 dargestellten Aufbau durchgeführt, wobei sich das Detektorfeld der IR-Kamera in Position C befand. Die Position der Maske ist durch die Position der Stelle B in Abbildung V-1 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Abbildung VI-6 zusammengefaßt:
In a) ist nochmals die gewählte Geometrie veranschaulicht. Der Ring deutet den geometrischen Emissionsbereich der Laserstrahlung an, wie er durch die Spiegelabmessungen des Resonators vorgegeben ist. Eine Maske (Schraffierter Bereicht) deckt die rechte Hälfte des Laserstrahls ab, während die linke ungestört auf das Plasma und über den Strahlteiler BS3 auch auf die Kamera fällt. Liegt das elektronische Auslesefenster des Kamerasystems im Verhältnis zur Maske, wie es durch den waagrechten Streifen in VI-6a) angedeutet ist, so ergibt sich für die Energieverteilung der Laserstrahlung ein registrierter Verlauf entsprechend Abbildung VI-6b). Erwartungsgemäß fehlt der rechte Teil des Laserstrahls. Lenkt man nun stattdessen die rückgelenkte Strahlung auf die Kamera, so ergibt sich die in c) dargestellte Energieverteilung. Offensichtlich trifft nur da rückgelenktes Licht auf, wo auch Laserstrahlung vorhanden ist. Damit ist ein eindeutiger Nachweis dafür erbracht, daß es sich bei dem vom Plasma reemittierten Licht nicht um eine Reflexion sondern um echte Rückstreuung handelt. Innerhalb der Meßgenauigkeit wird im Fall VI-6c) a l l e rückgestreute Strahlung in den durch den einfallenden Laserstrahl vorgegebenen Raumwinkel emittiert.
Dieses Resultat ergab sich auch in einem weiteren Maskenexperiment, das in den Abbildungen VI-7 analog zu VI-6 mit den zugehörigen Ergebnissen dargestellt ist.
In diesem Fall ist nicht eine Strahlhälfte abgedeckt, sondern der gesamte Emissionsbereich bis auf ein kreisförmiges

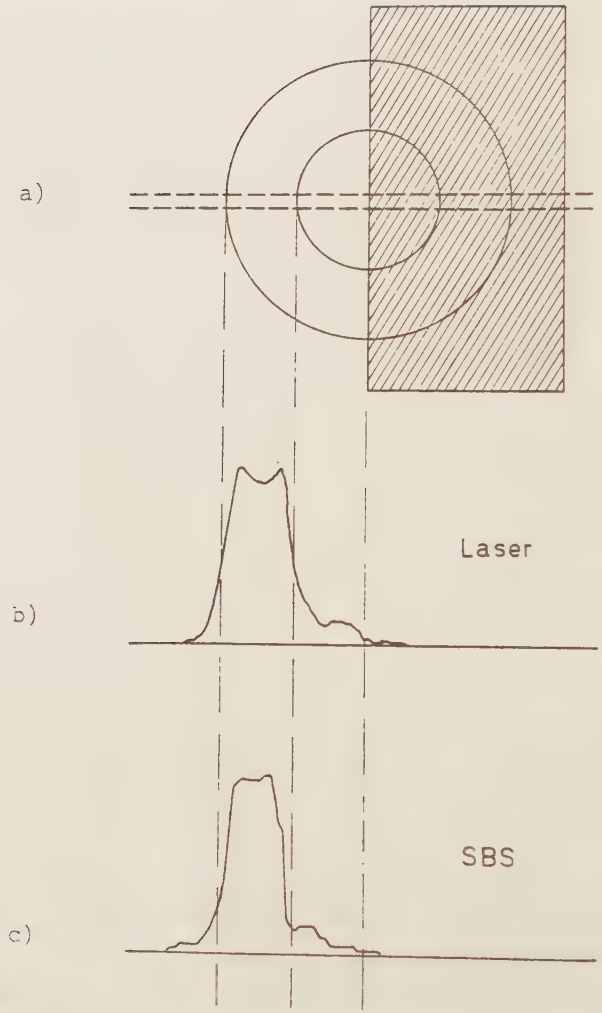


Abb. VI-6 Anordnung und Ergebnisse des Maskenexperimentes I: a) beschreibt die geometrische Anordnung von Maske (schraffierte Fläche) und Emissionsbereich des Lasers (ring); innerhalb des elektronischen Auslesefensters (Position des waagrechten Streifens in a)) ergibt sich auf der IR-Kamera für den Laser eine Energieverteilung entsprechend b) und für das rückgestreute Licht entsprechend c).

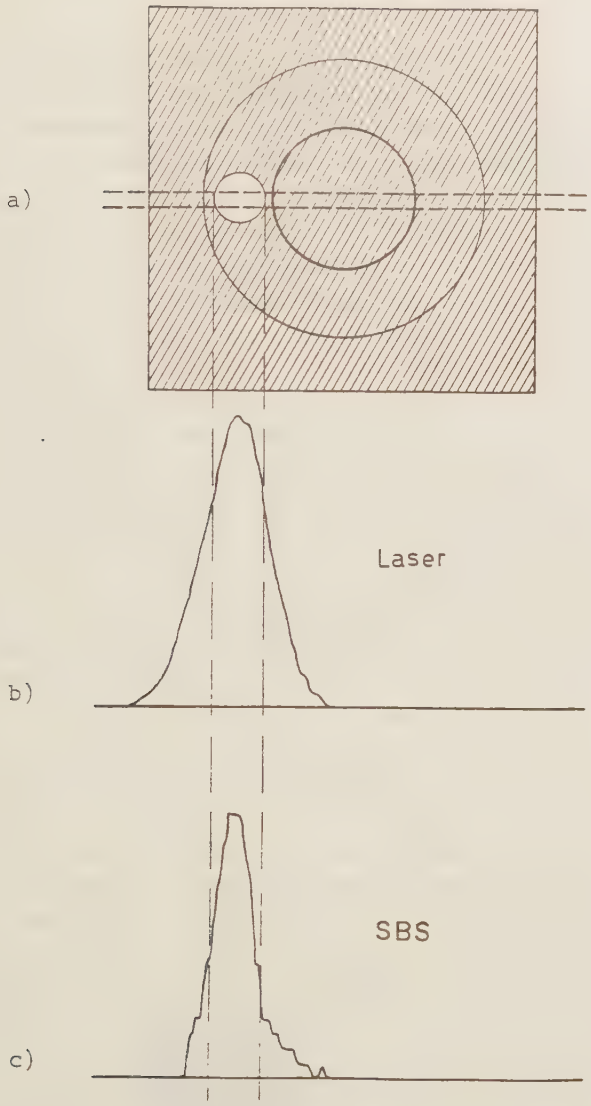


Abb. VI-7 Anordnung und Ergebnisse des Maskenexperimentes II: (vergleiche Abb. VI-6); zur Verbreiterung der Energieverteilung der Laserstrahlung in b) gegenüber dem Emissionsdurchmesser der Maske in a) ist anzumerken, daß sich die Kamera sehr weit (ca. 15m) hinter der Maske befindet; dadurch wirken sich Beugungseffekte an der Blende aus.

Loch von etwa 2 cm^2 Fläche, wie es Abbildung VI-7a) zeigt. Die Begründung für dieses zusätzliche Maskenexperiment liegt darin, daß im Fall VI-6 der Raumwinkel der ins Plasma einfallenden Laserstrahlung bis auf die Halbierung durch die Maske nahezu identisch ist zu dem Raumwinkel, der zur Erfassung der rückgestreuten Strahlung durch die Linse L1 zur Verfügung steht. - Der Linsendurchmesser von 110 mm ist nur etwas größer als der Laserstrahldurchmesser von ca. 100 mm am Ort der Linse.- Durch eine Maske entsprechend VI-7a) wird der Raumwinkel der Laserstrahlung verkleinert, ohne den ausnutzbaren Raumwinkel für die rückgestreute Strahlung zu beeinflussen. Die Ergebnisse in Abbildung VI-7b) und c) zeigen jedoch auch in diesem Fall, daß nur dort rückgestreute Strahlung nachgewiesen werden kann, wo auch Laserlicht vorhanden ist.

Diese Aussage muß jedoch etwas abgeschwächt werden, falls die Bestrahlungsstärke des einfallenden Lasers nur unwesentlich oberhalb des Schwellwertes für SBS liegt. Wird in diesen Fällen ohne Maske gearbeitet, so sind dann zwar deutliche Ansätze einer Ringstruktur zu erkennen; es ist aber auch ein geringer Energiebetrag außerhalb dieser Struktur nachweisbar.

Faßt man die Ergebnisse zu den Messungen zur räumlichen Verteilung der rückgestreuten Strahlung zusammen, so erhält man folgendes Bild: Eine geometrische Reflexion als erzeugender Prozeß der rückgelenkten Strahlung kann ausgeschlossen werden. Abgesehen von der unmittelbaren Schwellwertnähe wird alle rückgestreute Strahlung in den Raumwinkel der einfallenden Laserstrahlung zurückgestreut. Die Ergebnisse aus der Bestimmung der Energieverteilung sind konsistent dazu, daß mit den zeitauflösenden Detektoren überhaupt eine relative Rückstreuung von praktisch 100% entsprechend Abbildung VI-2 meßbar ist. Wäre der Raumwinkel der rückgestreuten Strahlung größer als der der einfallenden Laserstrahlung, so könnte die Linse L1 aufgrund ihrer geometrischen Größe nicht alle rückgestreute Strahlung erfassen. Infolgedessen müßte der gemessene Wert

P_R/P_O stets deutlich kleiner bleiben als 1.
Dieses experimentelle Ergebnis der überragenden Dominanz der SBS-Rückstreuung gegenüber anderen Streuwinkeln kann durch die allgemeine Theorie zur SBS, wie sie auch in Kapitel II dargestellt ist (vergleiche Abbildung II-2), nicht erklärt werden. Zwar ergibt sich für die exakte Rückstreuung, die durch einen Streuwinkel $\Theta = 0^{\circ}$ charakterisiert ist, der kleinste Schwellwert und die höchsten Anwachsraten gegenüber allen anderen Winkeln, jedoch skalieren diese Größen nur mit $(\cos\Theta)^{-2}$ bzw $(\cos\Theta)^{2}$. Eine Variation von Θ um wenige Grad dürfte sich nach diesen Theorien nicht so drastisch bemerkbar machen.

Neben den Messungen im Nahfeld der rückgestreuten Strahlung wurden auch Experimente zur Energieverteilung der SBS im Fokus einer Linse mit 714 mm Brennweite durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung V-3 dargestellt. Wegen der geringen räumlichen Dimensionen in der Fokalebene von L5 wurde diese zusätzlich mit einer Linse L6 im Maßstab 1:7 vergrößert auf das Detektorfeld der Infrarot-Kamera abgebildet.
Abbildung VI-6 zeigt eine Abbrandaufnahme der Laserstrahlung auf Polaroidpapier am Ort der Ik-Kamera. Wird das elektronische Auslesefenster des Kamerasystems zentral durch die erhaltene Energieverteilung gelegt, so, wie es durch den horizontalen Streifen in Abbildung VI-6 skizziert

Abb. VI-6 Abbrandaufnahme der Laserstrahlung im Fokus einer Linse mit f = 714 mm:
Der horizontale Streifen deutet die Position des Auslesebereiches der Kamera für Abbildung VI-9 an.

ist, dann erhält man die Ergebnisse entsprechend Abbildung VI-9. In a) ist die Energieverteilung der Laserstrahlung, in b) die der SBS zu sehen.

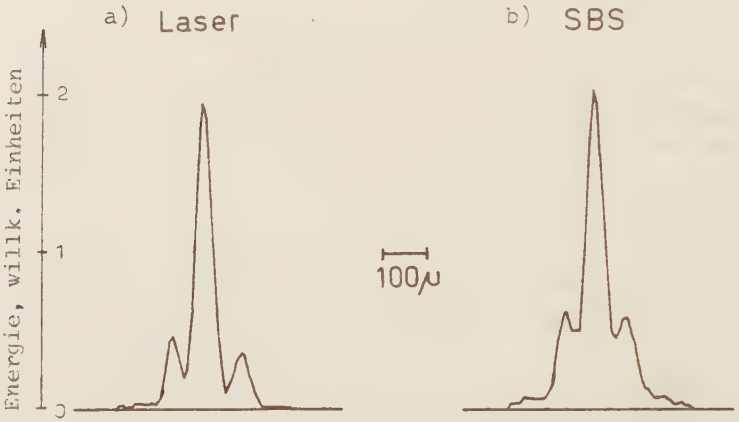


Abb. VI-9 Vergleich der Energieverteilung von Laserstrahlung und Rückstreuung im Fokus einer Linse mit f = 714 mm.

Bei der Laserstrahlung zeigt sich in Abbildung VI-8 der schon in IV-8 beobachtete Effekt der nicht geschlossenen Ringstruktur. Dadurch bedingt erscheint das Profil in Abbildung VI-9a) hinsichtlich der Signalhöhen nicht vollständig symmetrisch zum zentralen Maximum, was sich auch im Fall der Rückstreuung andeutet.
Vergleicht man die Energieverteilungen in den Darstellungen VI-9a) und b), so zeigen sich prinzipiell ähnliche Strukturen. Der Abstand von den Haupt- zu den Nebenmaxima ist gleich. Nur die Halbwertsbreite der Maxima vergrößert sich um etwa 1/3 bei der rückgestreuten Stranlung. Das führt dazu, daß das Kontrastverhältnis zwischen Minima und Maxima deutlich gegenüber der Laserstrahlung erniedrigt wird. Daß dieser Effekt nicht auf ein mangelndes Auflösungsver-

mögen des Kamerasystems zurückzuführen ist, kann durch Polaroidabbrände entsprechend Abbildung VI-8 für Laser- und SBS-Strahlung gezeigt werden.
Mit der beschriebenen experimentellen Anordnung wird das Wechselwirkungsvolumen auf das Polaroidpapier bzw. das Target der Infrarot-Kamera abgebildet. Die Laserenergieverteilung ist ein direktes Abbild der entsprechenden Verteilung im Plasma. Analoges gilt für die Energieverteilung der SBS mit einer Einschränkung:
Bedingt durch den Schwellwertcharakter wird nicht von allen räumlichen Bereichen, in die Laserstrahlung fällt, auch SBS emittiert, was zu einer Einengung der SBS-Energieverteilung führt. Da die Wellenlängen von Laser- und rückgestreuter Strahlung annähernd gleich sind, kann die Helmholtz-Lagrange'sche Beziehung*31*

$$A_o \cdot \Omega_o = \lambda^2$$

umgeschrieben werden in die Form

$$(A_o \cdot \Omega_o)_{Laser} = (A_o \cdot \Omega_o)_{SBS} \cdot$$

Dabei bezeichnen die Größen A_o emittierende Flächen und Ω_o Emissionsraumwinkel. Da, wie oben dargestellt, die emittierende Fläche für SBS kleiner sein muß als die Bestrahlungsfläche des Lasers, erhöht sich der Raumwinkel der SBS-Emission. Diesem Effekt kann jedoch von der Linse L1, die ihrerseits einen Parallelstrahl erzeugt, nicht Rechnung getragen werden, da durch ihre begrenzte geometrische Größe hohe Raumwinkelkomponenten nicht erfaßt werden. Da die Fokussierung durch die Linse L5 eine Fouriertransformation darstellt, folgt, daß gerade die hohen Fourierkomponenten fehlen, die zur Wiedergabe der aufgesteilten Profile der SBS-Energieverteilung nötig sind. Damit läßt sich zumindest qualitativ die etwas verschmierte Energieverteilung aus Abbildung VI-9b) erklären.

VI.4. Abschätzung von SBS-Anwachsraten in Schwellwertnähe

Um Aussagen über die Entwicklung der SBS als Instabilität zu bekommen, kann das zeitliche Verhalten der rückgestreuten Lichtpulse eingehend untersucht werden. Diese Experimente sind von besonderer Bedeutung.
Bisher sind fast alle von anderen Autoren berichteten Messungen zur CO_2-Laser-Plasma-Wechselwirkung mit einer Zeitauflösung im Bereich von einigen Nanosekunden durchgeführt worden, obwohl bekannt ist, daß im allgemeinen schon die benutzten Laser Emissionsstrukturen von typisch 1 bis 3 ns aufweisen. Aus diesem Grunde war unser erklärtes Ziel eine möglichst gute Zeitauflösung. Daher kam das zur Zeit schnellste kommerziell erhältliche Meßsystem zur Anwendung, bestehend aus einem pyroelektrischen Detektor der Firma Pulse System und einem Oszillografen der Serie 7104 mit zugehörigen Verstärker- (7A29) und Zeitablenkungseinschüben (7B15) der Firma Tektronix. Die Bandbreite des Meßsystems liegt bei einem GHz. Der Einsatz von Sampling-Methoden zur Erlangung noch höherer Zeitauflösung ist nicht möglich, da es sich bei der SBS um nicht mit der nötigen Frequenz wiederholbare Einzelvorgänge handelt, die zudem nicht genügend reproduzierbar sind. Die Verwendung von Streakkameratechniken ist im Rahmen eines innerhalb dieser Arbeit vertretbaren experimentellen Aufwandes ebenfalls nicht möglich, da keine Photokathoden existieren, die bei einer Lichtwellenlänge von 10,6µ genügend empfindlich sind.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Rückstreusignale, so sind grundsätzlich zwei verschiedene Fälle zu unterscheiden. Liegt die Bestrahlungsstärke des Lasers weit oberhalb des Schwellwertes für SBS, so sind die Pulsformen von Laser- und rückgestreuter Strahlung sehr ähnlich, was im nächsten Abschnitt ausführlicher gezeigt wird. In Schwellwertnähe dagegen können sehr kurze SBS-Signale registriert werden, wie zum Beispiel eines in Abbildung VI-10 aufgezeichnet ist. Berücksichtigt man Eigenanstiegszeit

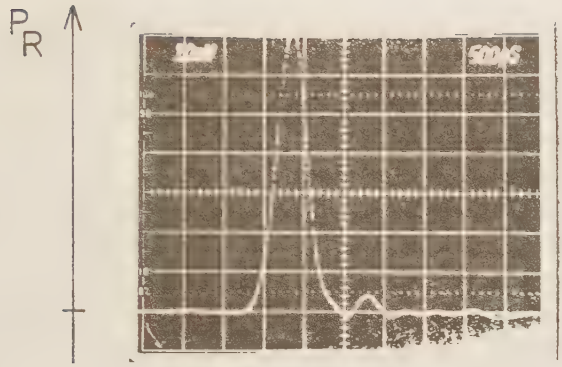


Abb. VI-10 Zeitlicher Verlauf der rückgestreuten Leistung aufgenommen mit einem Meßsystem von 1 GHz Bandbreite über Detektor D1.
Die zugehörige Bestrahlungsstärke des Lasers liegt nur wenig oberhalb des Schwellwertes.

und -halbwertsbreite des Meßsystems, so ergibt sich eine entfaltete Signalbreite von weniger als 200 ps und eine noch wesentlich kürzere Anstiegszeit.
Vergleicht man dieses Ergebnis mit den theoretischen Vorhersagen bezüglich der SBS-Anwachsraten, so wie sie in Abbildung II-6 dargestellt sind, so ergibt sich folgendes Bild: Bestrahlungsstärken im Bereich von 10^{14} bis 10^{15} Wm^{-2}, wie sie experimentell dem Schwellwert entsprechen, führen zu Anwachsraten zwischen 4 und $10 \cdot 10^{10}$ s^{-1}. Ein Anwachsen des SBS-Signals um eine Größenordnung benötigt demnach eine Zeit zwischen 25 und 60 ps. Diese Werte sind zwar konsistent zum experimentellen Ergebnis, das als obere Grenze "$\ll$200 ps" angibt; andererseits aber erkennt man auch, daß die tatsächlichen SBS-Anstiegszeiten einer direkten Messungen gegenwärtig noch nicht zugänglich sind.
Im Zusammenhang mit der mangelnden Zeitauflösung sei an dieser Stelle noch eine Anmerkung zur Streuung der Meßer-

gebnisse in der "Rückstreukurve" entsprechend Abbildung VI-2 gemacht. Dort war festgestellt worden, daß die Streuung der einzelnen Meßpunkte über den Bereich hinausgeht, der durch die Fehlergrenzen bei der Bestimmung von P_R/P_o bzw. P_o/A vorgegeben ist. Eine detaillierte Untersuchung der Meßpunkte im Schwellwertbereich, wo diese Streuung besonders groß ist, ergibt folgendes Ergebnis: Die Rückstreupulse in diesem Bereich sind besonders kurz und werden daher durch die begrenzte Zeitauflösung des Meßsystems "anintegriert", d.h., sie werden bei Vergrößerung ihrer tatsächlichen zeitlichen Halbwertsbreite in ihrer Höhe zu niedrig dargestellt. Da andererseits die Laserpulse stets so lang sind, daß dieser Effekt für sie keine Rolle spielt, wird das gemessene Verhältnis P_R/P_o um so mehr verfälscht, und zwar zu kleineren Werten hin, je kürzer die Halbwertsbreite der Rückstreusignale ist und damit insbesondere, je näher die Bestrahlungsstärke des Lasers am Schwellwert liegt. Vor diesem Hintergrund erscheinen einige Ergebnisse*44,45* aus der Literatur etwas fragwürdig, zumal sie fast alle mit deutlich schlechterer Zeitauflösung gewonnen wurden und damit der beobachtete Effekt noch mehr ins Gewicht fällt. Insbesondere ist zumindest große Vorsicht geboten, wenn dann aus der Rückstreukurve entsprechend der Abbildung VI-2 in der Nähe des Schwellwertes über viele Größenordnungen auf das Ausgangsniveau der Dichtefluktuationen extrapoliert wird*44*. Aus dem exponentiellen Anstieg der Rückstreukurve soll dann festgestellt werden, ob die SBS vom thermischen Rauschniveau oder aber von einem durch Turbulenz erhöhten Dichtefluktuationsniveau beginnt.

Im Rahmen einer ausführlichen Untersuchung der SBS haben wir speziell zu dieser letzten Fragestellung ein eigenes umfangreiches Experiment aufgebaut. Dabei wird mit der schon erwähnten Rubin-Lichtstreuung das Wechselwirkungsvolumen zwischen CO_2-Laser und Plasma diagnostiziert. Neben der genauen Position und Ausdehnung der Wechselwirkungszone kann dabei auch entschieden werden, von welchem

Niveau der Dichtefluktuationen die SBS beginnt. Es ergibt sich kein wesentlich über das thermische Rauschen erhöhtes Niveau *37,40*.

VI.5. Alternativbestimmung von Anwachsraten aus "verzögertem SBS-Einsatz"

Überschreitet die Bestrahlungsstärke P_o/A den SBS-Schwellwert weit, so sind die gemessenen Rückstreusignale nicht mehr auflösungsbegrenzt. Ein typischer zeitlicher Verlauf ist in Abbildung VI-11b) dargestellt. Während der erste Teil des Anstiegs noch durch die endliche Anstiegssteilheit des Meßsystems begrenzt ist, sind die anschließenden zeitlichen Änderungen deutlich langsamer. Ein Vergleich mit der zeitlichen Pulsform des einfallenden Laserlichtes, die in Abbildung VI-11a) zu sehen ist, zeigt, daß die Verläufe in diesem Bereich von SBS- und Laserstrahlung sehr ähnlich sind.

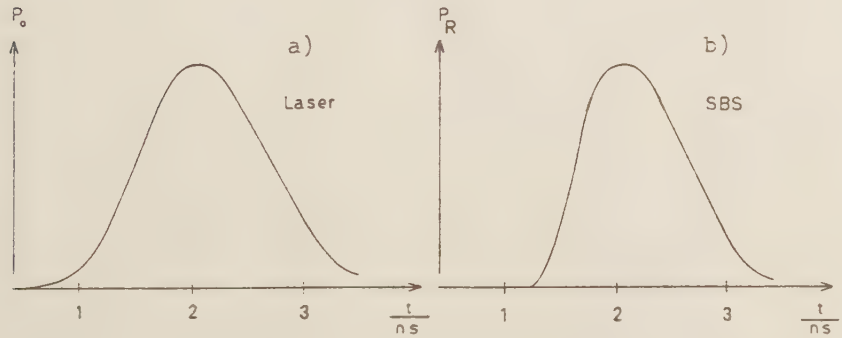


Abb. VI-11 Pulsform der rückgestreuten Leistung (b) bei Bestrahlungsstärken weit oberhalb des Schwellwertes; zum Vergleich: zeitlicher Verlauf der Laserleistung (a).

Um genauere Aussagen dazu machen zu können, muß die zeitliche Korrelation zwischen gemessenem SBS- und Lasersignal sehr genau bestimmt werden. Dazu wird im Versuchsaufbau entsprechend Abbildung V-1 ein ebener Spiegel M3 benutzt, der das Laserlicht in sich reflektiert. So wird eine "Rückstreuung" von der Spiegeloberfläche immitiert. Die zeitliche Korrelation dieses Signals zum ständig gemessenen Monitorsignal der Laserstrahlung ist direkt durch Ablesen auf dem Oszillografenschirm bestimmbar. Durch Vermessen des optischen Weges von der Spiegeloberfläche bis zum Wechselwirkungsvolumen im Plasma, das durch Rubin-Lichtstreuung bekannt ist, läßt sich dann die Zeitkorrelation zwischen Laser- und SBS-Signal am Ort der Wechselwirkung bestimmen. Die Unsicherheit beträgt weniger als 100 ps. Damit können

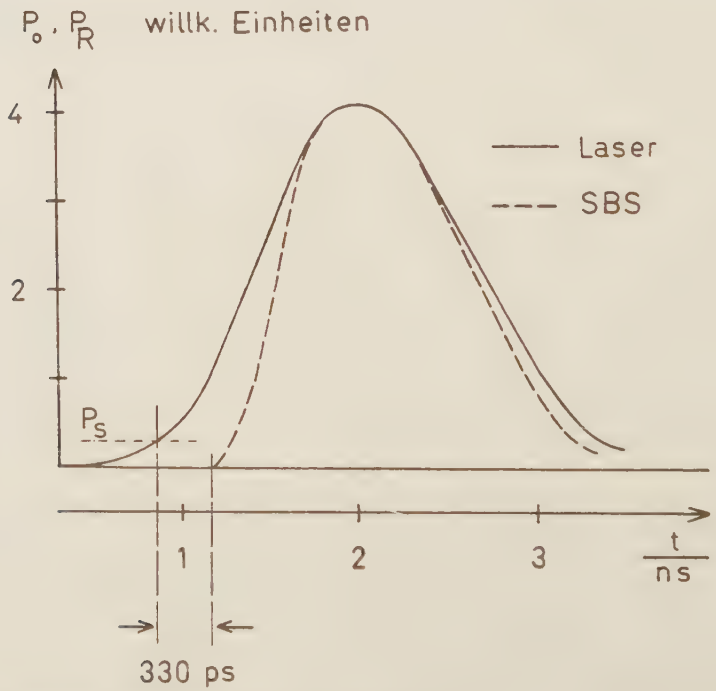
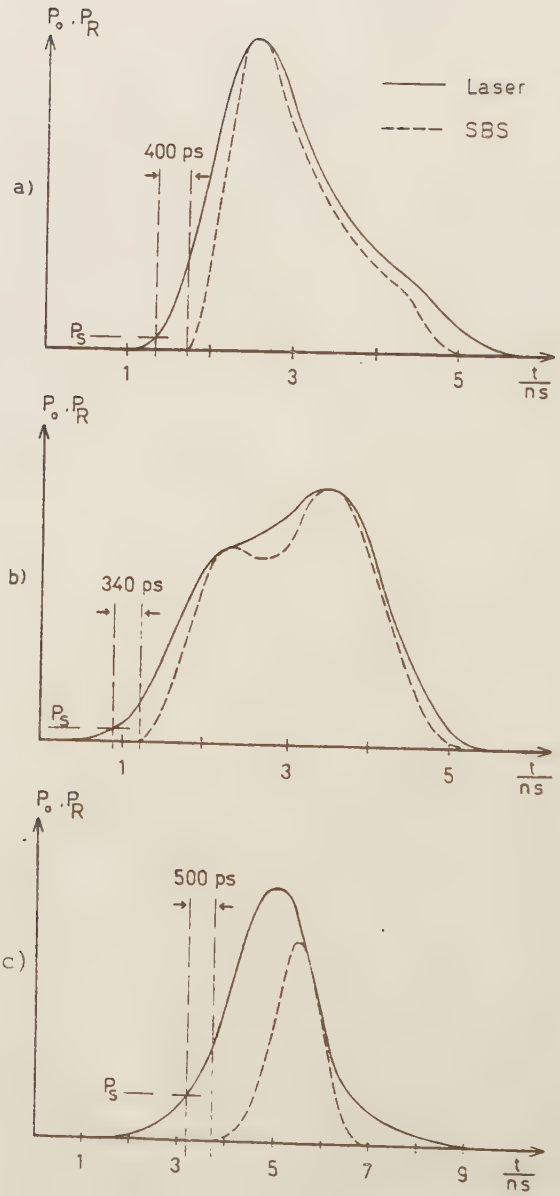


Abb. VI-12 Vergleich des zeitlichen Leistungsverlaufs von Laser- und SBS-Strahlung.

die beiden Signale aus Abbildung VI-11 so ineinandergezeichnet werden, wie es in Abbildung VI-12 zu sehen ist. Die relative Höhe zueinander ist durch Anpassung im SBS-Maximum festgelegt.
Zunächst fällt auf, daß die Maxima von Laser- und Rückstreulicht bei hohen Bestrahlungsstärken zeitlich zusammenfallen. - Hierdurch ergibt sich im Nachherein eine Rechtfertigung für die Bestimmung des Rückstreuverhältnisses, wie es bei der Auswertung zu Abbildung VI-2 benutzt wurde.- Außerdem erkennt man, daß die Rückstreuung erst mit einer deutlichen Verspätung gegenüber dem Laserlicht einsetzt. Trägt man zusätzlich den Zeitpunkt mit ein, zu dem die Laserleistung die Schwellwertbestrahlungsstärke entsprechend Abbildung VI-2 überschreitet, so ergibt sich diese Verzögerungszeit zu ca. 330 ps. Genauer müßte man sagen: Nach Überschreiten des Schwellwertes dauert es ca. 330 ps, bis die SBS ein solches Niveau erreicht, das etwa 1% Rückstreuung entspricht. Verglichen mit CO_2-Thomsonstreuung am thermischen Plasma bedeutet das ein Anwachsen um etwa 8 Größenordnungen oder einen Faktor e^{19}. Damit ergibt sich eine Zeit für das Anwachsen um einen Faktor e, die sogenannte "e-folding" Zeit, von etwa 17 ps entsprechend einer mittleren Anwachsrate von nahezu $6 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung zu den theoretischen Vorhersagen in Abbildung II-6.
Vergleichbare Verzögerungszeiten wie in Abbildung VI-12 treten weitgehend unabhängig davon auf, wie weit der Schwellwert für SBS überschritten wird. Einige Beispiele dafür sind in den Abbildungen VI-13 zusammengestellt.
In Fällen, wo der zeitliche Verlauf der Laserstrahlung deutlich von der sonst üblichen näherungsweisen Gaußform abweicht, werden zwei schon oben erwähnte Eigenschaften des SBS-Signals besonders deutlich:
Weit oberhalb des Schwellwertes werden die zeitabhängigen Leistungsverläufe von SBS- und Lasersignal sehr ähnlich, was in den Abbildungen a) und d) besonders auffällt. Andererseits erkennt man in b) und d) deutlich den Punkt


a)
$P_o \cdot P_R$
Laser
SBS
400 ps
P_s
1
3
5
t
ns
b)
$P_o \cdot P_R$
340 ps
P_s
1
3
5
t
ns
c)
$P_o \cdot P_R$
500 ps
P_s
1
3
5
7
9
t
ns

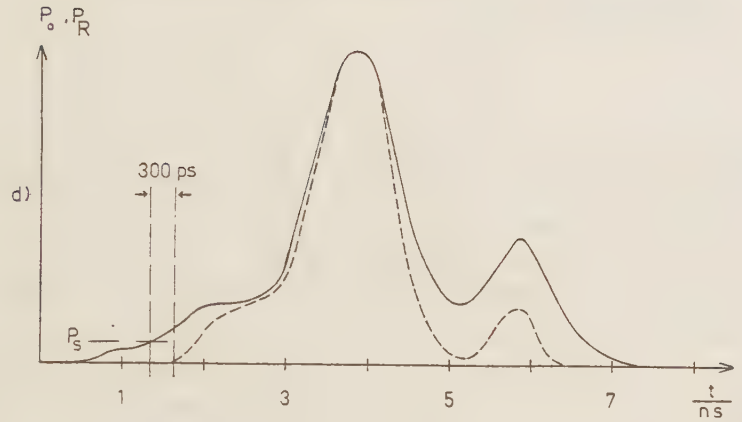


Abb. VI-13 Vergleich des zeitlichen Leistungsverlaufs von Laser- (durchgezogene Linie) und SBS-Strahlung (gestrichelte Linie); zusätzlich eingetragen ist jeweils die Leistung P_S, bei der der SBS-Schwellwert überschritten worden ist, und die Verzögerungszeit bis zum Einsatz des Rückstreusignals.

im SBS-Signal, bis zu dem der Anstieg durch das Meßsystem auflösungsbegrenzt ist.
Ein typisches SBS-Signal in einem Zwischenbereich mit Bestrahlungsstärken mäßig weit über dem Schwellwert ist in c) dargestellt. In diesem Fall erhält man eine Verzögerungszeit für den SBS-Einsatz von etwa 500 ps. Auffällig aber ist, daß die Maxima der Signale in diesem Fall nicht zusammenfallen. Dieser Effekt muß bei der Bestimmung der Rückstreukurve entsprechend Abbildung VI-2 im Schwellwertbereich als möglicher Beitrag zur Streuung der Meßpunkte mitberücksichtigt werden. Eine mögliche Erklärung für das Nichtzusammenfallen der Maxima liegt darin, daß durch die Laserbestrahlung bedingt die Plasmabedingungen nach dem Leistungsmaximum des Lasers für die Rückstreuung in diesem Fall deutlich besser sein können als vor dem Maximum.

VI.6. Vergleich von theoretischem und experimentellem Schwellwert für SBS

Eine aus der Theorie bestimmbare Schwellwertbeziehung für SBS ist in Abschnitt II-2 hergeleitet und in Abbildung II-5 grafisch dargestellt. Ein direkter Vergleich mit einem experimentellen Wert, wie er sich für verschiedene Wechselwirkungsparameter entsprechend Abbildung VI-2 ergibt, setzt die Kenntnis der Plasmatemperaturen voraus. Sofort mit Einsetzen der Laserbestrahlung wird aber das Ausgangs-

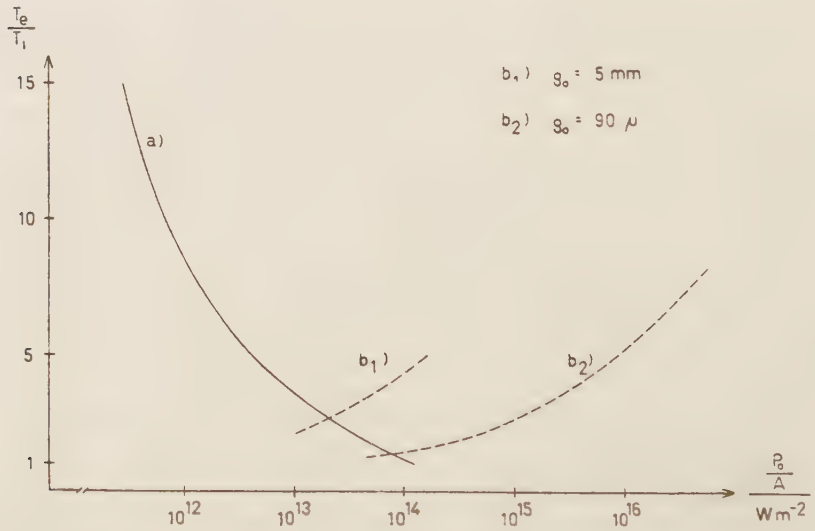


Abb. VI-14 Bestimmung des theoretischen Schwellwertes für SBS:
Die Kurve a) berücksichtigt die SBS-Theorie entsprechend Kapitel II; die Kurven b) zeigen die Veränderung der Elektronentemperatur, wie sie sich aus dem Heizmodell in Abschnitt III ergibt. Der Schnittpunkt beider Kurven ergibt den theoretisch bestimmten Schwellwert für den jeweiligen Wechselwirkungsradius bei festem $k_B T_i$ = 15 eV, Z = 1 und n_o = 0,16.

plasma, für das $k_B T_e \approx k_B T_i \approx 10$ eV ist, erwärmt. Beschreibt man diesen Heizvorgang mit dem in Kapitel III.5. ausgearbeiteten Modell, so ergibt sich eine Lösung für das dargestellte Problem aus der Kombination der Abbildungen II-5 und III-8 entsprechend Abbildung VI-14. Die Kurve a) zeigt bei vorgegebenem Temperaturverhältnis T_e/T_i an, welche Bestrahlungsstärke zum Erreichen des SBS-Schwellwertes notwendig ist. Andererseits beschreiben die Kurven b), welches Temperaturverhältnis durch die jeweilige Bestrahlungsstärke infolge von Aufheizung erreicht wird. Somit ergibt sich die Schwellwertbestrahlungsstärke durch den Schnittpunkt der zusammengehörigen Kurven. Die nach dieser Methode ermittelten Werte für $(P_o/A)_S$ für feste Plasmabedingungen ($n_o = 0{,}16$ und $Z = 1$) sind in Abbildung VI-15 verglichen mit den experimentell bestimmten Werten.
Es ist auffällig, daß für große Wechselwirkungsradien im Bereich von mehr als einem Millimeter experimenteller und theoretischer Schwellwert gut übereinstimmen. Zu kleineren Werten von g_o hin steigt jedoch die gemessene Schwellwertbestrahlungsstärke deutlich stärker an, als es der theoretischen Vorhersage entspricht. Da es sich bei letzterer um eine Kombination von Modellvorstellung für die Heizung und Theorie zur parametrischen Instabilität der SBS handelt, kann nicht direkt gezeigt werden, wo die Ursachen für die beobachtete Diskrepanz liegen. Es wird aber im folgenden deutlich werden, daß sich die gemessenen Schwellwerte konsistent zu parallel durchgeführten Temperaturmessungen verhalten, was die Anwendbarkeit des Heizmodells über den gesamten Bereich der auftretenden Wechselwirkungsradien nahelegt. Darüber hinaus erweist sich, daß die Vorstellungen des Heizmodells in unterschiedlichen Aspekten alle anderen Messungen selbst quantitativ richtig vorhersagen. Detaillierte Rechnungen zeigen, daß auch für die kleinsten verwendeten Wechselwirkungsradien die Randbedingungen für die Herleitung des Heizmodells (z.B. die Vernachlässigung des Wärmeflusses in Laserstrahlrichtung oder die Homogenität der Elektronentemperatur in dieser Richtung infolge von Absorption) hinreichend gut erfüllt sind.

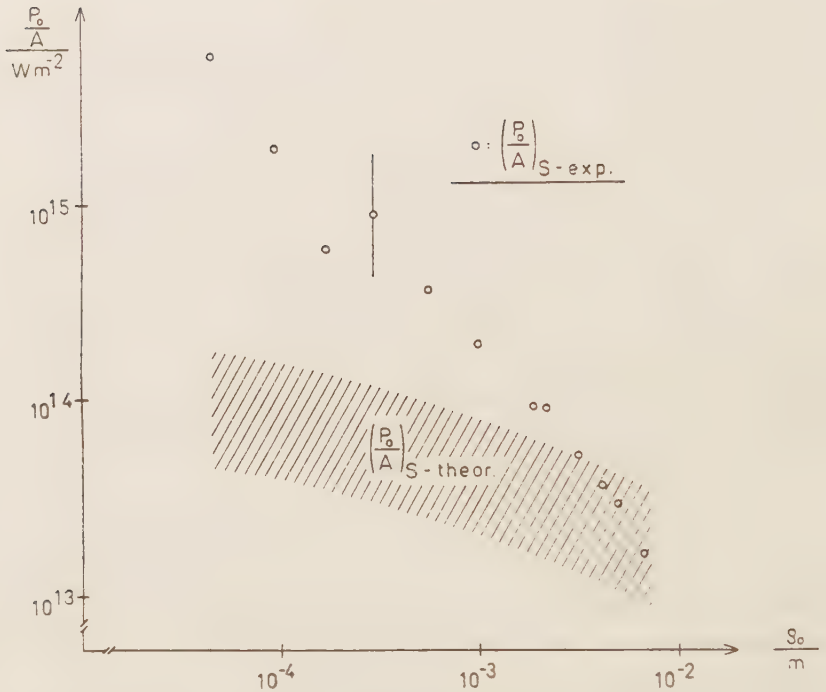


Abb. VI-15 Vergleich von theoretischem und experimentellem Schwellwert $(P_o/A)_S$ für verschiedene Wechselwirkungsradien g_o in einem vollionisierten Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$.
Die Unsicherheit im Werte $(P_o/A)_S$ bei der theoretischen Bestimmung des Schwellwertes resultiert zu einem großen Teil aus der Absolutbestimmung der experimentellen Bestrahlungsstärken, aus denen sich die Aufheizung berechnet.

Vergleicht man die Abbildungen VI-14 und 15, so zeichnet sich der Bereich, in dem der Unterschied zwischen experimentellem und theoretischem Schwellwert besonders deutlich wird, dadurch aus, daß hier das Verhältnis T_e/T_i zwischen 1 und 2 liegt. Unter solchen Voraussetzungen ist die streuende ionenakustische Welle sehr stark gedämpft. Gleiches

gilt bei den vorhandenen niedrigen Elektronentemperaturen auch für die Dämpfung der elektromagnetischen Welle. Ein Vergleich mit Abbildung II-4 zeigt, daß für diese Fälle eine Modifikation der betrachteten SBS-Theorie nicht auszuschließen ist.
Eine Bestimmung des Schwellwertes für $T_e/T_i \gtrsim 1$ nach der allgemeineren kinetischen Theorie, wie sie zum Beispiel in Gleichung (26) aus Kapitel II formuliert ist (vergleiche auch: Forslund und Mitarbeiter[*7*], Gleichung (21)), führt zu erforderlichen Bestrahlungsstärken, die für kleine Elektronentemperaturen deutlich höher liegen als die durch Kurve a) in Abbildung VI-14 gezeigten Werte.

Gegen die Bestimmung des experimentellen Schwellwertes könnte noch folgender Einwand vorgebracht werden: Was durch das Meßverfahren beobachtet wird, ist streng genommen nicht der Schwellwert direkt, sondern die Bestrahlungsstärke, die detektierbare Rückstreuung zur Folge hat. Dazu muß jedoch die rückgestreute elektromagnetische Strahlung zunächst über ca. 8 Größenordnungen anwachsen (vergleiche Abschnitt VI.5.).
Aufgrund der Zeitcharakteristik des Laserpulses ändert sich die maximale Bestrahlungsstärke innerhalb eines Pulses in 1 ns um etwa 30%. Dies ist eine typische Zeitspanne, die für das Anwachsen der SBS zur Verfügung steht. Somit müssen die Anwachsraten größer als $2 \cdot 10^{10}\ s^{-1}$ sein, um rückgestreute Strahlung nachweisen zu können.
Für typische Wechselwirkungsbedingungen sind Schwellwert und Anwachsraten in Abbildung VI-16 miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß der Anstieg der Anwachsraten bei wachsendem P_o/A so steil ist, daß für praktisch alle experimentellen Bedingungen eine Zeit von 1 ns ausreicht, um in unmittelbarer Nähe der "tatsächlichen" Schwellwertbestrahlungsstärke ein detektierbares Maß an SBS zu erhalten. Damit kann die Bestrahlungsstärke, bei der Rückstreuung nachgewiesen werden kann, als die Schwellwertbestrahlungs-

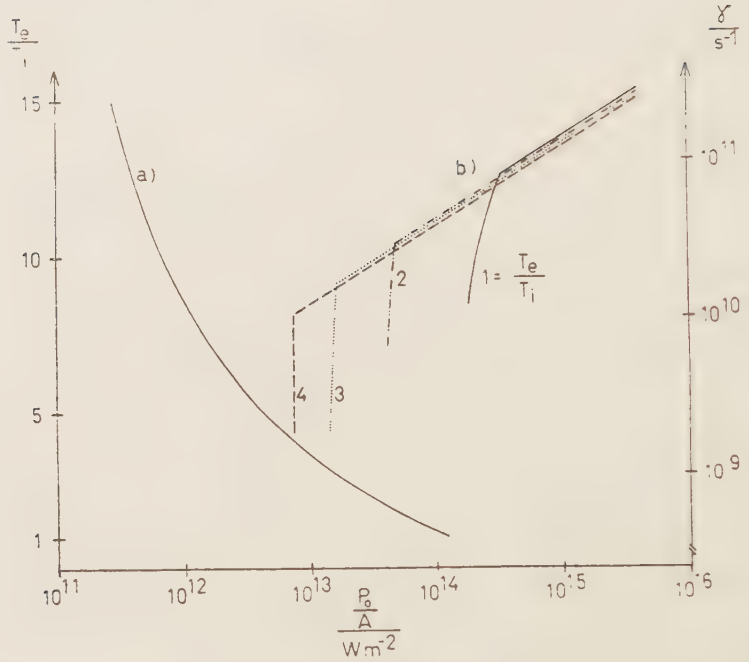


Abb. VI-16 Vergleich von Schwellwert (a) und Anwachsraten (b) in einem vollionisierten Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$ und $k_B T_i = 15$ eV.
Die Zahlen an den Kurven b) geben das jeweils zugrundegelegte Verhältnis von T_e/T_i an.

angegeben werden, solange diese in der Nähe des zeitlichen Leistungsmaximums innerhalb eines Laserpulses erreicht wird.

VI.7. Konsistente Bestätigung des Heizmodells durch SES-Messungen

VI.7.1. Variation der geometrischen Wechselwirkungsbedingungen

Betrachtet man nochmals Abbildung VI-15, in der theoretische und experimentelle Schwellwerte miteinander verglichen sind, so fällt folgender Sachverhalt auf: Die gemessenen Werte für $(P/A)_S$ weichen in einer systematischen Weise von der theoretischen Vorhersage ab. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung VI-17 das Produkt aus Schwellwertbestrahlungsstärke und Wechselwirkungsradius g_o gegen g_o aufgetragen. Während der Wechselwirkungsradius um mehr als zwei Größenordnungen zwischen 50 µ und mehr als 5 mm variiert, kann das aufgetragene Produkt als weitgehend konstant angesehen werden.

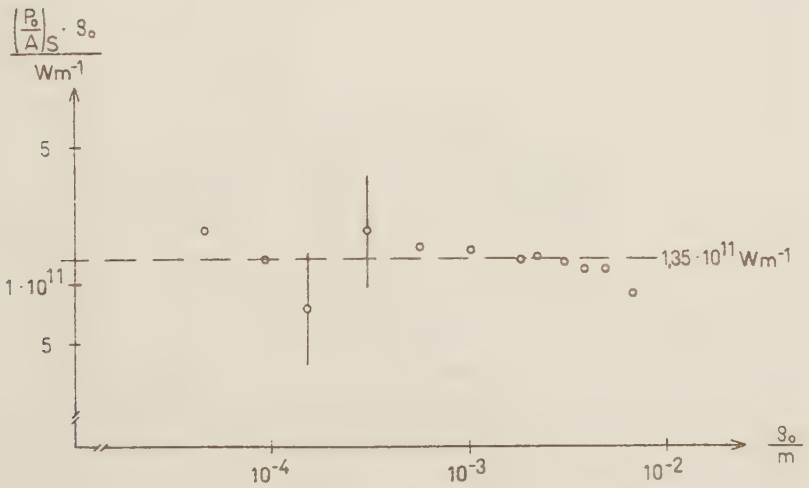


Abb. VI-17 Zusammenhang zwischen Schwellwertbestrahlungsstärke $(P_o/A)_S$ und Wechselwirkungsradius g_o bei sonst konstanten Wechselwirkungsbedingungen.

Berücksichtigt man außerdem, daß die Wechselwirkungsparameter $n_o = 0{,}16$, $Z = 1$ und $t^* = 1$ ns während der Experimente zu Abbildung VI-17 konstant gehalten wurden, so ergibt sich eine interessante Aussage aus dem Heizmodell. Die in Abschnitt III hergeleitete Beziehung (38) besagt:

$$(k_B T_e)^{3,75} = \frac{P_0}{A} \cdot g_o \cdot n_o^{1,5} \cdot (1-n_o)^{-0,5} \cdot \sqrt{t^*} \cdot Z \cdot \psi^* \cdot 5{,}6 .$$

Eine Konstanz des Produktes $(P_0/A)_S \cdot g_o$ erfordert demnach unter den genannten Randbedingungen, daß sich in Schwellwertnähe stets ein und dieselbe Elektronentemperatur einstellt.
Diese eindeutige Aussage aus dem Heizmodell läßt sich experimentell überprüfen: Eine Information über die Temperaturen im Wechselwirkungsvolumen erhält man aus der Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ der rückgestreuten elektromagnetischen Welle gegenüber dem Laserlicht. Da $\Delta\nu$ gleich der Frequenz der streuenden ionenakustischen Wellen ist, erhält man mit Hilfe der Dispersionsbeziehung für diese Wellen (vergleiche Abschnitt VI-2):

$$\Delta\nu = \frac{\omega_o}{\pi} \sqrt{1-n_o} \left(Z \frac{1}{k^2 \lambda_D^2 + 1} \frac{\gamma_e k_B T_e}{Mc^2} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{Mc^2} \right)^{0,5} .$$

Somit bedeutet eine Konstanz der Elektronentemperatur im Schwellwertbereich eine Frequenzverschiebung, die unabhängig von der Bestrahlungsgeometrie ist, solange sich die Ionentemperatur nicht wesentlich ändert. Letzterer Punkt ist sichergestellt, da alle Parameter, die die Ionenheizung gemäß der Gleichungen (22) und (26) auf Seite 41 beeinflussen, konstant sind.
Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die Modellvorstellungen in einem hohen Maße. Für alle betrachteten Wechselwirkungsradien ergibt sich eine Frequenzverschiebung der rückgestreuten Strahlung von 17 ($\pm$ 1) GHz im

Schwellwertbereich, was somit die Gleichung (38) auf Seite 47 bestätigt. Ein typisches Spektrum wurde bereits in Abbildung VI-4 auf Seite 81 gezeigt.
Darüber hinaus können aber auch die Temperaturen, wie sie sich aus dem Heizmodell ergeben, mit den experimentellen Werten verglichen werden. Für ein vollionisiertes Wasserstoffplasma mit $n_o = 0{,}16$ ergibt sich der Zusammenhang zwischen Frequenzverschiebung und Plasmatemperaturen zu

$$\Delta\nu = \frac{k_B T_e + 3\, k_B T_i}{eV} \cdot 1{,}7 \cdot 10^9\ s^{-1}.$$

Eine gemessene Frequenzverschiebung von 17 ($\pm$ 1) GHz entspricht einer Summentemperatur

$$(k_B T_e + 3\, k_B T_i)_{exp} = 100\ eV\ (\pm\ 12\%).$$

Setzt man die Wechselwirkungsbedingungen in (38) ein, wobei für $(P/A)_S \cdot g_o$ nach Abbildung VI-17 ein Mittelwert von $1{,}35 \cdot 10^{17}\ Wm^{-1}$ benutzt wird, so ergibt sich eine Elektronentemperatur von 46 eV. Da an dieser Stelle der Absolutwert der Bestrahlungsstärke verwendet werden muß, ist nach Abschnitt VI-1 dafür eine Unsicherheit von 40% zu berücksichtigen. Der sich ergebende Fehler in $k_B T_e$ beträgt etwa 10%. Bezieht man weiterhin die Unsicherheiten in den übrigen Parametern mit ein, so folgt insgesamt eine Elektronentemperatur aus dem Heizmodell von

$$(k_B T_e)_{Mod} = 46\ eV\ (\pm\ 15\%).$$

Bei einer nach Abschnitt III-3 bestimmbaren Ionentemperatur von

$$(k_B T_i)_{Mod} = 16\ eV\ (\pm\ 10\%)$$

ergibt sich somit eine berechnete Summentemperatur von

$$(k_B T_e + 3\ k_B T_i)_{Mod} = 94\ eV\ (\pm 15\%)\ .$$

Ein numerisches Heizprogramm, das alle die in Absatz III beschriebenen Effekte detailliert berücksichtigt, ergibt für Wechselwirkungsradien zwischen 50μ und einigen Millimetern eine Summentemperatur von

$$(k_B T_e + 3\ k_B T_i)_{num} = 92\ eV\ (\pm 10\%)\ .$$

Die Übereinstimmung zwischen numerischer und Modellrechnung rechtfertigt im Nachherein nochmals die Vereinfachungen, die in Absatz III.5. eingeführt wurden, um den gesamten Heizprozeß in eine überschaubare Form zu bringen und nicht ständig auf Computerrechnungen angewiesen zu sein. Die Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit den Rechnungen nach dem Heizmodell beinhalten darüberhinaus eine wesentliche physikalische Aussage: Während die Absorption durch inverse Bremsstrahlung von verschiedenen Autoren weitgehend gleich berechnet wird, gibt es bei der Behandlung der Wärmeleitung erhebliche Unterschiede. Die Übereinstimmung der Plasmatemperaturen zeigt, daß zumindest für unsere wohldefinierten, experimentellen Bedingungen das Konzept der stoßbedingten Spitzerschen Wärmeleitung eine adäquate Beschreibung des Wärmetransportes darstellt.
Um dieses Ergebnis weiter abzusichern, wurden die im folgenden dargestellten Experimente durchgeführt.

VI.7.2. Variation der Plasmadichte

Die Elektronenplasmadichte zur maximalen Kompression des Z-Pinches kann nach Abschnitt IV.1. zwischen $5 \cdot 10^{23}$ und $5 \cdot 10^{25}\ m^{-3}$ variiert werden. Um jedoch die Wechselwirkung in einem wohldefinierten homogenen Plasma studieren zu können, durfte für die vorliegenden Untersuchungen die maximale Dichte nicht überkritisch werden, da ansonsten die Wechselwirkung nicht in der homogenen Plasmasäule sondern

in dem durch Gradienten bestimmten Randbezirk stattfindet. In diesem unterkritisch dichten Bereich zeigt sich ein zunächst unerwartetes Resultat: Unabhängig von der Plasmadichte beträgt die Frequenzverschiebung $\Delta\nu$ wiederum stets 17 ($\pm$ 1) GHz.

Dieses Ergebnis läßt sich auch im Rahmen des Heizmodells verstehen: Aus der gemessenen Frequenzverschiebung bestimmt sich eine Summentemperatur und bei Kenntnis der Ionen- eine Elektronentemperatur. Nach dem Heizmodell läßt sich dann die Bestrahlungsstärke P/A bestimmen, die die beobachteten Temperaturen erzeugt. Das so aus dem Heizmodell gewonnene Ergebnis kann mit dem Experiment verglichen werden, da neben der Frequenzverschiebung am Schwellwert auch die zugehörige Schwellwertbestrahlungsstärke selbst bestimmt werden kann. Entsprechend den Rechnungen im vorigen Kapitel ergibt sich als Zusammenhang zwischen $\Delta\nu$ und den Plasmatemperaturen bei Zugrundelegung eines vollionisierten Wasserstoffplasmas:

$$\frac{1 - n_o}{0{,}29} \quad \frac{k_B T_e + 3\, k_B T_i}{eV} = \left(\frac{\Delta\nu}{GHz}\right)^2 .$$

Die sich ergebenden Summentemperaturen sind in Tabelle VI-1 zusammengefaßt. Die typische Unsicherheit liegt bei etwa 10%.

n_o	$\frac{k_B T_e + 3\, k_B T_i}{eV}$	$\frac{k_B T_i}{eV}$	$\frac{k_B T_e}{eV}$
0,065	90	12	54
0,11	94	14	52
0,16	100	16	52
0,25	112	19	55
0,41	142	25	67

Tabelle VI-1 Bestimmung der Plasmatemperaturen aus der gemessenen Frequenzverschiebung.

Bei der Bestimmung eines Wertes für die Ionentemperatur nach Abschnitt III Gleichung (26) muß beachtet werden, daß der Energieübertrag von den Elektronen auf die Ionen proportional zur Dichte ist. Ausgehend von einer Temperatur $k_B T_i$ = 10 eV des ungeheizten Plasmas ergeben sich die ebenfalls in Tabelle VI-1 aufgeführten Ionentemperaturen. Bei Kenntnis der Summen- und Ionentemperaturen lassen sich schließlich die Elektronentemperaturen berechnen.

Bei der Bestimmung der nach dem Heizmodell notwendigen Bestrahlungsstärken für die in Tabelle VI-1 berechneten Elektronentemperaturen kann von Gleichung (38) in Kapitel III ausgegangen werden. Für die vorliegenden Wechselwirkungsbedingungen $\varrho_o = 90\mu$, $Z = 1$, $t^* = 1$ ns und $\psi^* = 1{,}4$ ergibt sich:

$$\left(\frac{P}{A}\right) = \left(\frac{k_B T_e}{eV}\right)^{3{,}75} \frac{(1-n_o)^{0{,}5}}{n_o^{1{,}5}} \quad 4{,}5 \cdot 10^7 \ \mathrm{Wm^{-2}} .$$

Die resultierenden Bestrahlungsstärken $(P/A)_{Mod}$ sind in Tabelle VI-2 mit den experimentell gemessenen Schwellwertbestrahlungsstärken $(P/A)_{S-exp}$ verglichen.

n_o	$\frac{(P/A)_{Mod}}{\mathrm{Wm^{-2}}}$	$\frac{(P/A)_{S-exp}}{\mathrm{Wm^{-2}}}$
0,065	$6{,}2 \cdot 10^{15}$	$7{,}9 \cdot 10^{15}$
0,11	$3{,}2 \cdot 10^{15}$	$3{,}5 \cdot 10^{15}$
0,16	$1{,}3 \cdot 10^{15}$	$1{,}9 \cdot 10^{15}$
0,25	$1{,}0 \cdot 10^{15}$	$9{,}5 \cdot 10^{14}$
0,41	$9{,}3 \cdot 10^{14}$	$9{,}5 \cdot 10^{14}$

Tabelle VI-2 Vergleich von berechneter und gemessener Schwellwertbestrahlungsstärke bei Variation der Plasmadichte

Es fällt auf, daß eine Erhöhung der relativen Dichte n_o bis zu etwa 1/4 n_c eine gleichmäßige Erniedrigung des Schwellwertes zur Folge hat, sowohl für den gerechneten als auch den experimentell bestimmten Wert. Eine weitere Erhöhung der Dichte verändert in beiden Fällen die Schwellwertbestrahlungsstärke nicht wesentlich. Verantwortlich dafür ist die Dichteabhängigkeit der Schwellwertbestrahlungsstärke entsprechend der Beziehung auf Seite 110.
Erst eine noch weitere Erhöhung der Dichte verändert $(P/A)_S$ nicht mehr wesentlich. Dieser Effekt ist auf den Faktor $(1-n_o)$ in der Beziehung auf Seite 109 zurückzuführen, der sich erst bei größeren relativen Dichten bemerkbar macht. Dann hat er jedoch ein Anwachsen der Schwellwertelektronentemperatur gemäß Tabelle VI-1 zur Folge. Da T_e mit einer hohen Potenz in die erforderliche Bestrahlungsstärke eingeht, wird dabei ein weiteres Abnehmen des dichteabhängigen Terms infolge zunehmender Dichte kompensiert.

Wie im Fall der Variation des Wechselwirkungsdurchmessers um mehr als 2 Größenordnungen zeigt also auch eine Variation der Plasmadichte um fast eine Größenordnung, daß unser Heizmodell - und damit insbesondere die Spitzersche Wärmeleitung - auf das vorliegende Wechselwirkungsexperiment anwendbar ist. Das gilt zumindest für den Schwellwertbereich, wo die Bestrahlungsstärken noch mäßig hoch sind. Zwangsläufig ergibt sich damit die Fragestellung nach den Verhältnissen bei den größten uns möglichen Bestrahlungsstärken im Bereich bis zu 10^{17} Wm^{-2}.
Die Experimente in diesem Bereich beinhalten insbesondere die Schwierigkeit, daß sich das Röntgenspektrum aus der Überlagerung mehrerer Einzelpulse mit unterschiedlichen Bestrahlungsstärken der zugehörigen Laserpulse zusammensetzt. Daher wird die Interpretation der Spektren zunächst nicht so eindeutig wie im Schwellwertbereich, wo durch geeignete Wahl der Bestrahlungsstärke ein Röntgenpuls isoliert werden kann. Daher wurde im Bereich hoher Bestrahlungsstärken zur Messung der spektralen Verteilung der Ele

neben der Infrarot-Kamera ein lineares Detektorfeld eingesetzt. Bei einer Zeitauflösung von wenigen 100 ps erlaubt es, in einem Schuß ein Rückstreuspektrum zu registrieren. Einzelheiten dieses Detektorfeldes sowie die Ergebnisse der Messungen werden in der Dissertation von S.A.H.Rizvi *46* ausführlich berichtet.

VII. Vergleich zu Messungen anderer Autoren

Wie schon in der Einleitung angesprochen, ergaben die bisher durchgeführten Experimente zur SBS ein breites Spektrum unterschiedlichster Ergebnisse. Auch eine Beschränkung auf Wechselwirkungsexperimente mit CO_2-Lasern und "Gas-Target" Plasmen (im Gegensatz zu Plasmen, die bei der Bestrahlung von Festkörpern ("Pellets") entstehen), stellt keine wesentliche Vereinfachung dar. Um die Vielfalt der Ergebnisse zu verdeutlichen, zeigt die Abbildung VII-1 eine Zusammenstellung einiger Messungen an verschiedenen Universitäten und Forschungsinstituten, die jedoch keinen Anspruch auf Vollständigkeit erhebt.
Bei den verwendeten Targets handelt es sich um schwach ionisierte Bogenplasmen (1), Gasstrahl-Targets (2-7), Z-Pinche (8,10) und ein sogenanntes "Optical Breakdown Plasma" (9).
Gemeinsam ist diesen Experimenten, abgesehen von (8) und (9), daß als Laser stets ein CO_2-Laser benutzt wurde, dessen "Hauptemission" über einen Zeitraum von etwa 50 ns andauert, wobei die zeitliche Substruktur der Laserleistung typisch so aussieht, wie in Abbildung IV-6a) dargestellt. Daran anschließend folgt ein mehr oder weniger intensiver Nachpuls (bis zu 50% der maximalen Leistung) von etwa 1 µs Dauer. In (8) wurde ein Pulszug, ähnlich wie in unserem Experiment, verwendet und in (9) ein Einzelpuls von 2 ns FWHM.

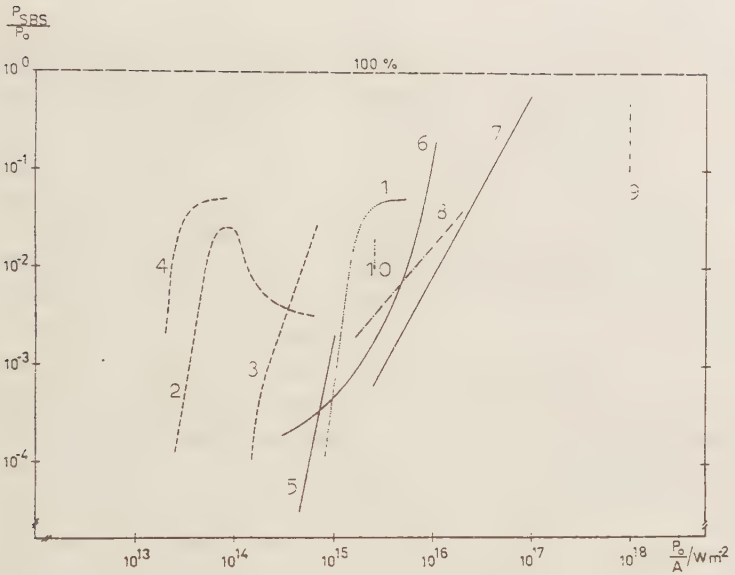


Abb. VII-1 Vergleich verschiedener Wechselwirkungsexperimente zur Untersuchung der SBS bei Benutzung von CO_2-Lasern und Gas-Target Plasmen.

..... UCLA, (1)*44*, außerdem*54,55,56*

-------- Univ.Washington, (2)*2*, (3)*57*, (4)*58*

———— Univ.Alberta, (5)*45*, (6)*59*, (7)*3*

-·-·-·- UBC, (8)*60*

-··-··- NRC, (9)*52*

-···-··· Varennes, (10)*61*

Betrachtet man die in Abbildung VII-1 dargestellten Kurven, so fällt der Verlauf von (2) aus dem Rahmen: Bei diesem Experiment hat eine Erhöhung der Bestrahlungsstärke über einen Wert von etwa $10^{14}\ W \cdot m^{-2}$ hinaus einen Rückgang der relativen Rückstreuung P_{SBS}/P_o zur Folge.

Dies hängt damit zusammen, daß in der Literatur zwei "Arten" von SBS unterschieden werden: "prompt" und "late backscatter". Während letzteres die Grundlage für (2) ist und ansonsten *55,57* meist nur beiläufig erwähnt wird, beschäftigt sich die Mehrzahl der Arbeiten mit "prompt backscatter".

Die Bedeutung der beiden genannten Bezeichnungen soll im folgenden kurz skizziert werden.

"Prompt backscatter" ist der Prozeß, dessen Untersuchung Gegenstand dieser Arbeit ist. Typisch für ihn ist, daß sich eine Synchronisation zwischen einfallenden Laser- und rückgestreuten SBS-Pulsen ergibt, wie sie zum Beispiel in den Abbildungen VI-12 und 13 dargestellt ist.

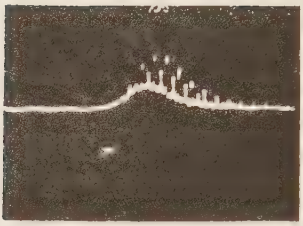
Unter "late backscatter" wird folgende Erscheinung verstanden:

Muß das Plasma zunächst durch den Laser erzeugt werden, so sind dafür Minimalwerte an Leistung und Energie notwendig. Außerdem sind die durch Laser erzeugten Plasmen - und auch das in (1) benutzte durch die Laserstrahlung modifizierte Bogenplasma - in der ersten Zeit ihrer Entstehung durch steile Gradienten und geringe räumliche Ausdehnung charakterisiert. Für solche Plasmen ist aber der Schwellwert für SBS sehr viel höher *7* als für homogene Plasmen. Daher ist es unter bestimmten Wechselwirkungsbedingungen verständlich, daß Rückstreuung erst nach Überschreiten des Lasermaximums auftritt, in manchen Fällen sogar erst im mehr oder weniger intensiven Nachpuls. Diese späte ("late") Rückstreuung ist somit nichts anderes als die übliche Rückstreuung, nur zu einem späten Zeitpunkt innerhalb des Laserpulses. Das Auftreten von "late backscatter" weist darauf hin, daß sich während der Laserbestrahlung die Plasmabedingungen deutlich verändern. Wird diese Änderung nicht berücksichtigt, so ist eine sinnvolle Interpretation der SBS-Ergebnisse aus dem Effekt des "late backscatter" nicht möglich.

Wir haben aus folgenden Gründen auf die detaillierte Untersuchung der SBS bei der Verwendung von Pulsformen entsprechend Abbildung IV-6a) auf Seite 59 verzichtet: Unsere Zielsetzung bestand darin, die Wechselwirkung unter wohldefinierten Bedingungen von Laser und Plasma zu studieren. Laserpulse der Art wie in Abbildung IV-6a) sind aber in ihrer zeitlichen Struktur nicht reproduzierbar. Hinzu kommt, daß gerade lange, strukturierte Laserpulse die Gefahr beinhalten, z.B. die Dichteverteilung des Plasmas während der Bestrahlungszeit zu verändern. Im Gegensatz zu den Ausführungen in IV.2. werden die Bestrahlungsdauern dabei vergleichbar oder sogar größer als die hydrodynamischen Zeiten. Elektronen und Ionen können das Wechselwirkungsvolumen verlassen. Effekte wie Filamentierung und Selbstfokussierung gewinnen an Bedeutung *27*, sodaß sich die Notwendigkeit ergibt, die Wechselwirkungsparameter orts- und zeitaufgelöst zu beobachten. Dabei muß die Zeitauflösung mindestens so gut sein, wie es durch die kurzzeitigen Strukturen in der Laseremission von typisch 1 bis 2 ns vorgegeben wird. An die Ortsauflösung werden Anforderungen im Bereich des Wechselwirkungsradius gestellt, zur Beantwortung der Frage nach Filamentierung sogar noch erheblich höhere Anforderungen. All das gleichzeitig zu erfüllen und dabei noch die SBS zu untersuchen, stellt ein nahezu unlösbares Problem dar und wurde auch von keinem der angeführten Experimente versucht.

Zu Demonstrationszwecken haben wir in unserem Experiment auch Untersuchungen mit langen, strukturierten Laserpulsen durchgeführt. Dabei bestätigten sich - wie im folgenden kurz gezeigt wird - genau die angeführten Problematiken.
Während in den Abbildungen VII-2 und VII-3 in a) jeweils das Lasersignal dargestellt ist, zeigen die Abbildungen in b) das zugehörige Rückstreusignal. Die hier benutzten Laserpulse zeichnen sich durch einen zunächst "glatten" Anstieg der Leistung aus, während sich nach dem Leistungs-

100 ns



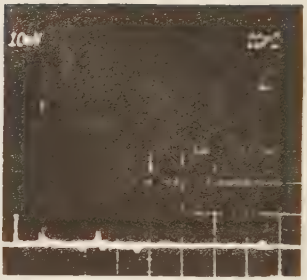
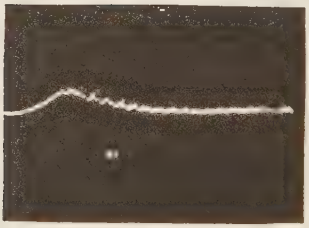


Abb. VII-2 a) b)



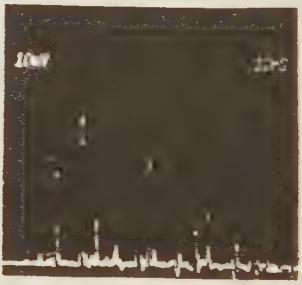
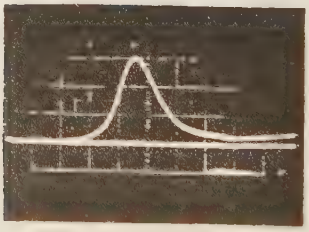


Abb. VII-3 a) b)



Keine detektierbare Rückstreuung

Abb. VII-4 a)

Die Abbildungen zeigen in a) jeweils den Leistungsverlauf der einfallenden Laserstrahlung, in b) den zugehörigen Leistungsverlauf der rückgestreuten Strahlung. Die Bandbreite des Nachweissystems (Detektor + Oszillograf) für die SBS beträgt 1 GHz, die für das Lasersignal in allen Fällen 400 MHz.

maximum eine wenig reproduzierbare Modulation in Form von kurzen "Spitzen" einstellt. Untersucht man die Rückstreuung, die durch solche Laserpulse verursacht wird, so erhält man folgendes Bild: Vor Erreichen des Leistungsmaximums ist keine Rückstreuung nachweisbar. Erst mit Auftreten - wenn auch kleiner - Leistungsspitzen kommt es zur SBS. Dabei ist auffällig, daß zumindest in allen unseren Experimenten die Rückstreuung stets wieder auf ein nicht detektierbares Maß zurückgeht, bevor ein neuer Rückstreupuls - wieder mit einer Leistungsspitze in der einfallenden Laserstrahlung korreliert - auftritt. Um diesen Effekt nachweisen zu können, muß natürlich das Detektionssystem eine so hohe Bandbreite haben, daß es dem zeitlichen Verlauf der zu messenden Signale folgen kann. Ein Vergleich zu in der Literatur benutzten Anordnungen zeigt, daß das nirgendwo in den Experimenten zu Abbildung VII-1 gewährleistet ist.

Die Erklärung für das Verhalten der Rückstreuung bei den Experimenten entsprechend Abbildung VII-2 und 3 ist folgende: Durch den relativ langsamen und gleichmäßigen Anstieg der Laserleistung bedingt werden Elektronen und Ionen im Plasma gleichzeitig geheizt. So bleibt das Verhältnis T_e/T_i solange in der Nähe von 1, wie keine kurzzeitigen Leistungsspitzen auftreten. - Diese Aussage ergibt sich aus Rechnungen nach Abschnitt III.3. - Damit werden höhere Bestrahlungsstärken zum Überschreiten des Schwellwertes für SBS notwendig als in den bisher in dieser Arbeit beschriebenen Fällen, da trotz Laserbestrahlung die Dämpfung der streuenden ionenakustischen Welle groß bleibt.

Treten dann aber in der Laseremission kurzzeitige Leistungsspitzen auf, so werden die Elektronen verstärkt weitergeheizt; die Ionentemperatur dagegen ändert sich während 1 bis 2 ns kaum. So bilden sich kurzzeitig Verhältnisse von T_e/T_i deutlich größer als 1 aus, was - zusammen mit den erhöhten Bestrahlungsstärken in den Leistungsspitzen - Rückstreuung zur Folge hat.

Mit dem Ende einer jeden Leistungsspitze ist verbunden, daß einerseits die Bestrahlungsstärke wieder absinkt, andererseits - damit gekoppelt - auch die Elektronentemperatur aufgrund von Wärmeleitung wieder sinkt und die Ionentemperatur sich der Elektronentemperatur langsam angleicht. So erhöht sich erneut der Schwellwert für SBS und kann von der vorliegenden Bestrahlungsstärke nicht mehr überschritten werden. Die Rückstreuung bricht ab.

Um zu zeigen, daß diese Erklärung richtig ist, haben wir zwei weitere Experimente durchgeführt. Dabei benutzten wir zwei Sonderfälle für den zeitlichen Verlauf der Laserleistung, die in unserem Experiment leicht einstellbar sind. Der erste wird durch Abbildung VII-4 veranschaulicht. Durch Injektion eines CO_2-Dauerstrichlasers in den E-Beam-Resonator erhält man einen zeitlich glatten Verlauf der Laserleistung, die auf das Plasma trifft. Für diesen Fall ist überhaupt keine Rückstreuung mehr nachweisbar, auch dann nicht, wenn die Bestrahlungsstärke im Fall der Abbildung VII-4 um mehr als einen Faktor 2 höher ist als in den Leistungsspitzen der Abbildungen VII-2 und 3.
Die Erklärung ist konsistent zu dem oben gesagten: Durch den gleichförmigen Verlauf der Laserleistung bedingt werden Elektronen und Ionen gleichzeitig geheizt. Das Verhältnis T_e/T_i bleibt so niedrig, daß dadurch bedingt die einfallende Bestrahlungsstärke nicht mehr ausreicht, den Schwellwert für SBS zu überschreiten.
Der 2. Sonderfall ermöglicht es, -auch bei Verwendung langer Laserpulse - über die SBS-Spektren einen Hinweis auf die vorhandenen Plasmatemperaturen zu erhalten: Die in der vorliegenden Arbeit üblicherweise benutzten Laserpulse zeichnen sich durch eine Folge von Einzelpulsen im Abstand von 16,7 ns aus (vergleiche Abbildung IV-6b)). Zwischen den Einzelpulsen sinkt die Laserleistung, bedingt durch die in IV.2. beschriebene SF_6-Zelle, auf ein sehr niedriges Niveau ab. Betreibt man jedoch diese Zelle bei einem niedrigeren SF_6-Druck, als es für den gewünschten Leistungs-

verlauf nötig ist, so überlagert sich den Einzelpulsen eine wenig reproduzierbare, kontinuierliche Untergrundstrahlung, bis schließlich - ohne SF_6 - Verhältnisse erreicht werden, die dem Leistungsverlauf in Abbildung IV-6a) nahekommen.
Die spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung für einen Fall, wo den Einzelpulsen eine Untergrundstrahlung von etwa 20% der maximalen Spitzenleistung überlagert ist, wird durch Abbildung VII-5 dargestellt.

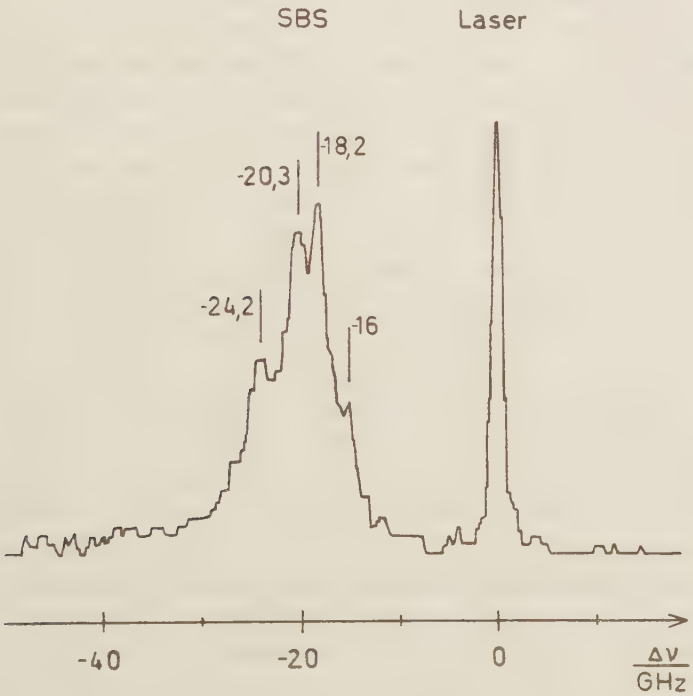


Abb. VII-5 SBS-Spektrum für den Fall, daß dem Pulszug der einfallenden Laserstrahlung eine Untergrundstrahlung von etwa 20% der maximalen Spitzenleistung überlagert ist.

Man erkennt ein relativ breites Spektrum der SBS-Strahlung, das darüber hinaus noch deutliche Strukturen aufweist. Diese sind darauf zurückzuführen, daß die spektrale Verteilung zwar in einem Schuß aufgenommen wird, dafür aber über alle Rückstreupulse integriert ist. Somit können die einzelnen Spitzen als die Beiträge verschiedener Pulse interpretiert werden. Die auftretenden Frequenzverschiebungen sind deutlich höher als in dem Fall, wo den Laserpulsen keine Untergrundstrahlung überlagert ist. Dieses Ergebnis stimmt genau mit dem überein, was man infolge langer Bestrahlungszeiten und damit stetig wachsendem T_i erwartet.
Wegen der schon oben genannten Schwierigkeiten wurden quantitative Untersuchungen der SBS bei Benutzung langer Laserpulse nicht durchgeführt. Eine detaillierte Interpretation der Meßergebnisse - wie zum Beispiel des Spektrums in Abbildung VII-5 - ist nicht sinnvoll, wenn die Entwicklung der Wechselwirkungsparameter während der Bestrahlungsdauer nicht bekannt ist. Vor diesem Hintergrund erscheinen uns Messungen mit solchen Laserpulsen als ungeeignet, die Prozesse bei der SBS wirklich zu verstehen.

Im Folgenden soll nun an Hand unserer Ergebnisse gezeigt werden, daß es möglich ist, trotz teilweise kaum erfaßbarer Wechselwirkungsbedingungen dennoch wesentliche Züge der Abbildung VII-1 konsistent mit unseren Vorstellungen zu erklären.
Dabei wird zunächst der Bereich von Bestrahlungsstärken betrachtet, den man als Schwellwertbereich bezeichnen könnte, in dem also die relative Rückstreuung P_{SBS}/P_o kleiner als etwa 10^{-3} ist. Dafür findet man Werte von (P_o/A) zwischen 10^{13} und mehr als 10^{15} Wm^{-2}.
Alle benutzten Plasmen zeichnen sich dadurch aus, daß sie durch den bestrahlenden Laser erst erzeugt ([2]-[7], [9]) oder zumindest stark verändert werden ([1], [8], [10]). Auch im Falle des Bogenplasmas in [1] wird dabei nicht nur die Temperatur sondern ganz wesentlich auch die Elek-

tronendichte modifiziert. Inwieweit hier die beiden Z-Pinch-Plasmen (8) und (10) mit betroffen sind, ist aus den Veröffentlichungen nicht zu entnehmen. Beide Plasmen zeichnen sich jedoch in ihrem Zentrum durch kritische oder überkritisch dichte Bereiche aus. Der Ort der Rückstreuung ist nicht bekannt. Andererseits zeigen Pelletexperimente, daß sich in der Nähe der kritischen Dichte steile Dichtegradienten ausbilden.
Sicher ist, daß bei allen aufgeführten Experimenten die Entwicklung der Plasmaparameter parallel zur Entwicklung der SBS mitberücksichtigt werden muß, um die Prozesse bei der SBS zu verstehen. Leider ist das bisher nur in unzureichendem Maße geschehen. Folglich fehlen häufig Angaben zu wesentlichen Wechselwirkungsparametern, was eine Interpretation teilweise sehr erschwert und den Wert einiger Arbeiten bezüglich der SBS-Ergebnisse deutlich mindert.

Zunächst sollen nun die Arbeiten (2) bis (4) aus Washington miteinander verglichen werden.
Während in (4) der Wechselwirkungsradius noch größer als 1 mm ist, zeichnen sich (2) und (3) durch Werte von g_o um 300µ aus. Nach Kapitel VI.7.1. ist, unter sonst gleichen Voraussetzungen, das Produkt aus $(P_o/A)_s$ und g_o konstant. Damit sollte sich (4) durch den niedrigsten Schwellwert auszeichnen, was sich auch in der Abbildung VII-1 bestätigt.
Der Unterschied zwischen (2) und (3) liegt darin, daß in (3) die Rückstreuung im Zeitbereich der maximalen einfallenden Laserleistung untersucht wird, in (2) dagegen etwa 400 ns später. In beiden Fällen berichten die Autoren von ähnlichen Plasmatemperaturen und -dichten. Damit ergibt sich folgendes Bild: Zur Erreichung einer vorgegebenen Elektronentemperatur stehen in einem Fall etwa 40, im anderen 400 ns zur Verfügung. Nach unserer Beziehung (3c) auf Seite 47 ergibt sich, daß bei konstantem T_e sich die jeweiligen Bestrahlungsstärken um einen Faktor $\sqrt{400/40}$ unterscheiden. Somit sollte in (2) die Schwellbestrah-

lungsstärke um etwa einen Faktor 3 kleiner sein als in (3). Auch wenn die Übereinstimmung zu Abbildung VII-1 dazu sehr gut ist, sollte die dargestellte Argumentation doch mehr als eine qualitative Betrachtung angesehen werden. Zwar ist die Grundlage der Erklärung - eine mit der Zeit größer werdende Gradientenlänge für die Wärmeleitung - sicherlich richtig, jedoch gehen auch noch andere wichtige Voraussetzungen ein. So wird angenommen, daß während der betrachteten Zeit die Plasmadichte konstant bleibt und die Verteilung der Bestrahlungsstärke in beiden Veröffentlichungen gleich ist. Dazu machen die Autoren aber kaum Angaben. Erschwerend für eine genauere Interpretation kommt hinzu, daß in (2) der Fokusdurchmesser und die Laserleistung nicht angegeben werden. In (3) fehlen Fokusdurchmesser und Bestrahlungsstärke und es müssen Hinweise aus (2) über (3) benutzt werden. Dabei sind leider einige Aussagen, die die Autoren in (2) über ihre Messungen in (3) machen, im Widerspruch zu den veröffentlichten Ergebnissen in (3). So liegt die relative Rückstreuung - bei Benutzung eines 50 cm Fokussierungsspiegels für die Laserstrahlung - als Referenz in (2) eine Größenordnung über den in (3) tatsächlich gemessenen Werten.

Betrachtet man innerhalb einer Veröffentlichung verschiedene Resultate, so ergibt sich folgendes: In (2) wird festgestellt, (Fig.1), daß für konstante einfallende Bestrahlungsstärke die Reflektivität (also P_{SBS}/P_o) mit zunehmender Dichte ($0{,}07 - 0{,}2 - 0{,}3\ n_c$) zunimmt bzw. der Schwellwert sinkt. Diese Ergebnisse sind konsistent zu unseren Vorstellungen nach VI.7.2.

Andererseits wird in (3) festgestellt, daß die Reflektivität mit zunehmender Elektronentemperatur steigt (Fig. 7 u. 9). Eine höhere Elektronentemperatur wird bei gleichen Laserbedingungen dadurch erreicht, daß ein Magnetfeld zugeschaltet wird, welches den radialen Wärmefluß behindert. Auch dieses Ergebnis ist gut verständlich. Eine Erhöhung der Temperaturen bei unveränderten Bestrahlungsbedingungen vermindert zumindest die Dämpfung der rückgestreuten elektro-

magnetischen Welle, was nach Gleichung (63) auf Seite 23 die Schwellwertbestrahlungsstärke herabsetzt. Somit kann eine konstante Bestrahlungsstärke bei Erhöhung der Elektronentemperatur zu größeren Rückstreuverhältnissen führen.

Ein einheitlicheres Bild als die Messungen in Washington liefern die von der Universität von Alberta/Kanada. Für die Kurven (5) bis (7) wird, abgesehen vom Bereich kleinster Bestrahlungsstärken im Falle (6), bei immer kleiner werdendem Wechselwirkungsradius (560µ, 125µ, 40µ) eine immer größer werdende Bestrahlungsstärke zum Erreichen eines bestimmten Rückstreuverhältnisses notwendig, wieder in Übereinstimmung zu Kapitel VI.7.1. Auch die Absolutwerte der Schwellwertbestrahlungsstärken ergeben sich - berechnet nach unseren Modellvorstellungen - in der richtigen Größenordnung.
Der von den übrigen Rückstreukurven etwas abweichende Verlauf von (6) hat möglicherweise folgende Ursache: Der erzielte Fokusdurchmesser, in dem auch die Wechselwirkung betrachtet wird, übersteigt den beugungsbegrenzten Wert um etwa eine Größenordnung. Damit sind ausgeprägte Strukturen innerhalb des Fokus möglich, in denen erhöhte Bestrahlungsstärken auftreten. Gerade im Schwellwertbereich macht sich ein solcher Effekt dadurch bemerkbar, daß in diesen sogenannten "Hot Spots" schon SBS auftritt, während es für den übrigen Wechselwirkungsbereich noch nicht gilt. Damit liegt im Schwellwertbereich die mittlere Bestrahlungsstärke, die für die Rückstreukurve benutzt wird, deutlich tiefer als die in den Hot Spots, in denen nur der Schwellwert für SBS überschritten wird. Diese Erscheinung führt zu einer Verzerrung der Rückstreukurve zu niedrigeren Bestrahlungsstärken hin.

Auch die Ergebnisse der beiden angeführten Z-Pinch Experimente konnten wenig zum Verständnis der SBS beitragen, wohl aber können wir die Ergebnisse mit unseren Vorstellungen verstehen.

Die Rückstreukurve aus (8) liegt in dem Bereich, der auch durch (5) bis (7) beschrieben wird. Insbesondere verglichen mit (7) sind die Bestrahlungsstärken für die beobachteten Rückstreuverhältnisse etwas zu hoch, da in (8) mit einem Wechselwirkungsradius von 350µ gearbeitet wurde. Berechnet man allerdings aus der in (8) angegebenen Laserleistung und dem Wechselwirkungsradius die mittlere Bestrahlungsstärke, so erhält man Werte, die um einen Faktor 5 kleiner sind als die angegebenen Bestrahlungsstärken. Damit aber kann die Rückstreukurve erheblich besser mit unseren dargestellten Modellvorstellungen erklärt werden. Im zweiten Z-Pinch Experiment (10) wurde die SBS nicht weitergehend untersucht. Es werden nur Rückstreuwerte für eine bestimmte Bestrahlungsstärke genannt. Außerdem ist die Plasmadichte am Ort der Wechselwirkung nicht gemessen und es ist nur bekannt, daß die eigentliche Plasmasäule kritisch - oder sogar überkritisch - dicht ist. Letztere Aussage gilt im übrigen auch für (8).

Schließlich kann auch das in (9) dargestellte Experiment nicht zu Vergleichszwecken im Schwellwertbereich herangezogen werden, da hier nur mit einer einzigen, dafür sehr hohen, Bestrahlungsstärke gearbeitet wurde. Von der Laserseite her wäre hier ein Vergleich sehr interessant, da bei diesem Experiment auch mit Pulsen von 2 ns FWHM gearbeitet wurde wie bei uns. Von der Plasmaseite wird ein Vergleich dadurch erschwert, daß das Plasma durch optischen Durchbruch infolge hoher Bestrahlungsstärken in einem He-Gas - und nicht in einem Gasstrahl - erzeugt wird. Damit entsteht ein Plasma, das auf den Laser zuwächst. Es ergeben sich Rückstreuspektren, denen teilweise eine durch Dopplereffekt - so die Autoren - bewirkte Frequenzverschiebung überlagert ist, die größer ist als die SBS-Rotverschiebung.

Als Vergleich und als Bestätigung für die von uns entwickelten Vorstellungen kann man am ehesten die Beobachtungen der UCLA-Gruppe heranziehen. Diese Untersuchungen sind mit Sorg-

falt und Verständnis für die SBS-Belange durchgeführt worden, auch wenn bei dem verwendeten Bogenplasma die Nachionisation durch den Laser große Schwierigkeiten in die Interpretation der Ergebnisse einbringt.
Stellvertretend für zahlreiche Messungen*44,54,55,56* ist in Abbildung VII-1 nur die Rückstreukurve (1)*44* dargestellt, da diesbezüglich die verschiedenen Resultate der UCLA-Gruppe weitgehend übereinstimmen. Auch sind die Schwellwerte für die angegebenen Wechselwirkungsradien und Plasmadichten mit unseren Vorstellungen bezüglich dieser Parameter vom Betrag her gut vereinbar. Unverständlich an den Veröffentlichungen bleibt jedoch ein anderer Punkt: Unter angeblich identischen Wechselwirkungsbedingungen wird experimentell in *44* eine SBS-Rotverschiebung von 23 GHz ermittelt, in *54* dagegen von 11,8 GHz. Solche Diskrepanzen fördern sicherlich nicht das Verständnis der SBS. Andererseits muß angenommen werden, daß trotz der verwendeten experimentellen Sorgfalt zumindest einige wesentliche Wechselwirkungsparameter unzureichend gut kontrolliert wurden. Bedenklich ist außerdem, daß in beiden Fällen die sich aus der Rotverschiebung ergebenden Plasmatemperaturen mit theoretischen Überlegungen übereinstimmen. Dabei erscheint uns jedoch die Temperaturbestimmung aus dem Anstieg der Rückstreukurve*54* fragwürdig, da insbesondere im Schwellwertbereich Rückstreusignale aufgrund mangelnder Zeitauflösung schon bei uns zu niedrig dargestellt werden und so die Rückstreukurve verfälschen können. Die Autoren in *54* arbeiteten mit noch deutlich schlechterer Zeitauflösung.
Abgesehen von den dargestellten Einwänden enthalten die Veröffentlichungen der Gruppe aus Los Angeles aber auch viele Ergebnisse, die unsere Messungen bestätigen, bzw., die wir mit unseren Modellvorstellungen erklären können. So wird gezeigt*54*, daß bei Erhöhung der Bestrahlungsstärke um einen Faktor 5 die gemessene Frequenzverschiebung nur von 11,9 auf 14 GHz anwächst.

Nach unseren Vorstellungen gilt mit Gleichung (38) auf Seite 47:

$$(k_B T_e)^{3,75} \sim \frac{P}{A} \cdot \vartheta_o \cdot$$

Für das f/7,5-Experiment*54* ergibt sich $\Delta\nu = 11{,}8$ GHz und damit $k_B(T_e+3T_i) = 49$ eV. Mit $T_e/T_i \approx 3$ folgt $k_B T_e = 25$ eV und $k_B T_i = 8$ eV. Mit der obigen Beziehung sollte für das f/2-Experiment*54* gelten:

$$(k_B T_e)_{f/2} = \left[\frac{2{,}5\cdot 10^{16}\ \mathrm{Wm^{-2}}}{5\cdot 10^{15}\ \mathrm{Wm^{-2}}} \cdot \frac{130\mu}{300\mu}\right]^{1/3,75} \cdot (k_B T_e)_{f/7,5}$$

$$= 31 \text{ eV} .$$

Nimmt man auch für diesen Fall wieder $T_e/T_i \approx 3$ an, was zumindest nach *44* gültig sein sollte, so ergibt sich:

$$\Delta\nu_{f/2} = 11{,}8 \text{ GHz} \sqrt{\frac{62 \text{ eV}}{49 \text{ eV}}} = 13{,}3 \text{ GHz}.$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung zu dem experimentell bestimmten von 14 GHz, der - so die Autoren - mit 20% Unsicherheit behaftet ist.
Aber auch in einem anderen Punkt läßt sich ein Vergleich zwischen unserem Experiment und den beschriebenen Experimenten am Bogenplasma durchführen:
Während die Autoren in ihren ersten Arbeiten*44* stets davon ausgingen, daß die SBS in ihren Experimenten von einem gegenüber dem thermischen Fall stark erhöhten Niveau von Dichtefluktuationen aus beginnt, wird dieser Effekt in *54* erklärt. Ursache für das erhöhte Niveau kann ionenakustische Turbulenz in einer sich ausbreitenden Ionisationsfront sein, die sich bei Bestrahlung des nur schwach ionisierten Bogenplasmas durch den Laser ausbildet. Das gilt zumindest, wenn der Bogen in Wasserstoff brennt. Bei Experimenten in Stickstoff konnte diese Ionisationsfront nicht nachgewiesen werden. Andererseits zeigen auch die

SBS-Messungen in Stickstoff, daß die Rückstreuung in diesem Fall vom thermischen Niveau aus anwachsen könnte. Unser Z-Pinch-Plasma ist schon vor der Laserbestrahlung voll ionisiert. Folglich kann sich keine Ionisationsfront ausbilden. Zumindest aus dieser Sicht sind die Voraussetzungen dafür gegeben, daß - wie auch in unserer Arbeit stets angenommen und in getrennten Untersuchungen *40* bestätigt - die SBS in unseren Experimenten von einem nahezu thermischen Niveau anwächst.

Betrachtet man die in Abbildung VII-1 zusammengestellten Experimente unter einem anderen Gesichtspunkt, so ergibt sich ein weiterer interessanter Aspekt:
Die gemessenen Frequenzverschiebungen für Wechselwirkungen in Wasserstoffplasmen liegen zwischen 12 und 30 GHz. Andererseits betragen die Elektronentemperaturen typischerweise zwischen 40 und 100 eV, obwohl die Bestrahlungsstärken um Größenordnungen variieren. Hier zeigt sich ganz deutlich der temperaturstabilisierende Einfluß, wie er durch die Beziehung

$$T_e^{3,75} \sim \frac{P}{A}$$

in Gleichung (3c) auf Seite 47 gefordert wird. Auch wenn unsere Modellvorstellungen sicherlich nicht ohne genauere Prüfung der jeweiligen Voraussetzungen auf alle anderen dargestellten Experimente anwendbar sind, so erklären sie doch in grundlegenden Zügen die Temperaturabhängigkeit. Daß dennoch die gemessenen Frequenzverschiebungen, die im wesentlichen mit $\sqrt{T_e - 3T_i}$ skalieren, stärker variieren, als es durch die obige T_e-Abhängigkeit bedingt ist, wird durch unterschiedliche Ionentemperaturen verursacht. In deren Bestimmung geht neben T_e auch noch die Plasmadichte und vor allem auch die Bestrahlungsdauer durch den Laser mit ein.

Abgesehen vom Schwellwertbereich ist natürlich auch von wesentlichem Interesse, wie hoch maximal die rückgestreute Leistung in Bezug auf die einfallende Laserleistung werden kann. Gerade in diesem Punkt unterscheidet sich unsere Arbeit sehr deutlich von bisherigen Experimenten. Wir konnten nachweisen, daß die Rückstreuung nahezu 100% erreichen kann. Um einen Vergleich zu den bisher berichteten "Sättigungswerten" zwischen 0,003 und 0,5 durchführen zu können, ist allerdings die Kenntnis vieler Parameter notwendig. Dieser Themenbereich wird ausführlich in den Arbeiten *40* und *46* behandelt. An dieser Stelle sei nur qualitativ bemerkt, daß die maximale Rückstreuung von der Länge des Wechselwirkungsvolumens und vom Temperaturverhältnis T_e/T_i maßgeblich beeinflußt wird.
Unser Wechselwirkungsexperiment zeichnet sich durch das vorwegerzeugte homogene und unterkritisch dicke Z-Pinch-Plasma aus. Zusammen mit den benutzten langbrennweitigen Fokussierungslinsen werden so große Wechselwirkungslängen ermöglicht. Andererseits wird durch die zeitliche Struktur des Laserpulses ein relativ großes Verhältnis T_e/T_i erzeugt. Beide Effekte zusammengenommen können unsere Rückstreuwerte erklären sowie auch den enormen Streubereich bisher berichteter Ergebnisse hinsichtlich einer maximal beobachteten Rückstreuung.
Es zeigt sich auch hier wieder, ein welch hohes Maß an Unklarheiten über relevante Wechselwirkungsparameter in den bisherigen Experimenten zur SBS vorliegt.

VIII. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Stimulierten Brillouin Streuung unter wohldefinierten Wechselwirkungsbedingungen. Dazu wurde das in einer Z-Pinch-Entladung erzeugte vollionisierte, unterkritisch dichte, homogene und ausgedehnte Plasma von einem CO_2-Laser bestrahlt, dessen Emission monochromatisch ist und dessen zeitlicher Leistungsverlauf ebenso wohldefiniert ist wie die Verteilung der Bestrahlungsstärke. Da zudem verschiedene Plasma- und Bestrahlungsparameter getrennt voneinander gezielt variiert werden können, trägt das vorliegende Experiment den Charakter eines Modellexperimentes zum Studium der SBS.

Bedingt durch die Wohldefiniertheit der Wechselwirkungsparameter erweist sich ein einfaches Modell als ausreichend, die Veränderungen des Ausgangsplasmas infolge der Laserbestrahlung zu beschreiben. Die genaue Kenntnis der Wechselwirkungsparameter und ihrer zeitlichen Veränderungen ist grundlegende Voraussetzung dafür, das Auftreten der SBS zu verstehen. Unsere Vielzahl von detaillierten Messungen versetzt uns in die Lage, zusammen mit den Modellvorstellungen einen großen Teil der Diskrepanzen zu erklären, die beim Vergleich der Resultate von Messungen zur SBS bei verschiedenen Autoren bisher auftraten.

Die Anwendbarkeit unserer Modellvorstellungen bestätigt als einen wesentlichen Punkt, daß die Spitzersche Wärmeleitung eine angemessene Beschreibung des Wärmetransportes darstellt, obwohl die auftretenden Wärmeflüsse sehr hoch sind. Dieser Aussage kommt besondere Bedeutung zu, da bisher bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung häufig mit flußbegrenzter Wärmeleitung und Flußbegrenzungsparametern im Bereich von wenigen Prozent oder darunter gerechnet wurde. Die Ergebnisse unserer Messungen zeigen, daß eine solche flußbegrenzte Wärmeleitung die auftretenden Verhältnisse nicht beschreiben kann.

Ausführliche Messungen in Bezug auf die Entwicklung der SBS zeigen, daß die Anwachsraten im Bereich von 10^{11} s^{-1} liegen und damit konsistent zu theoretischen Vorhersagen sind. Das hat jedoch zur Folge, daß für - nicht nur bei uns - typische experimentelle Bedingungen die Rückstreusignale im Schwellwertbereich so kurz sein können, daß sie von keinem zur Zeit kommerziell erhältlichen Meßsystem zeitaufgelöst darstellbar sind. Die daraus resultierenden Konsequenzen zeigen, daß eine Interpretation der Steigung der Rückstreukurve im Schwellwertbereich - wie häufig von anderen Autoren durchgeführt - mit großer Vorsicht zu betrachten ist.

Eine Untersuchung der Verzögerungszeit zwischen einfallender Laser- und rückgestreuter SBS-Strahlung legt nahe, daß die streuende ionenakustische Welle von einem thermischen Niveau von Dichtefluktuationen aus anwächst. Diese durch weitergehende Messungen*40* auch direkt nachgewiesene Aussage paßt konsistent in das Bild unterschiedlicher Ergebnisse verschiedener anderer Autoren zu diesem Thema.

Schließlich haben wir Rückstreuung von nahezu 100% beobachtet bei Bestrahlungsstärken des einfallenden Lasers von weniger als 10^{17} Wm^{-2}. Die Bedeutung dieser Beobachtung liegt nicht nur in der Tatsache, daß dies ein Faktor 2 mehr ist, als was bisher berichtet wurde. Vielmehr ist damit nachgewiesen, daß Plasmabedingungen existieren, bei denen der volle theoretische Wert der SBS erreicht werden kann, der nach der Manley-Rowe Beziehung möglich ist.
Bei Rückstreuwerten im Bereich bis zu 50% bestand die Hoffnung auf einen ausgeprägten Sättigungsmechanismus. Dessen Verständnis hätte dazu führen können, unter geeigneten Bedingungen die maximale Rückstreuung vielleicht weiter zu reduzieren.
Das Auftreten von 100% SBS dagegen zeigt, daß zumindest für bestimmte Plasmabedingungen, wie unterkritisch dichte Plasmen mit schwachen Temperatur- und Dichtegradienten bei gro-

Ber räumlicher Ausdehnung, Sättigungsmechanismen die Rückstreuung nicht effektiv begrenzen.
Plasmabedingungen, wie die gerade beschriebenen, werden in ähnlicher Form in der Korona der Plasmen auftreten, die zur Zeit für die beabsichtigte laserinduzierte Kernfusion zur Diskussion stehen.

Nach den in dieser Arbeit dargestellten Ergebnissen kann das Auftreten der SBS im Schwellwertbereich als hinreichend erklärt und verstanden angesehen werden. Was bleibt ist die Sättigung, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht behandelt wurde. Nachfolgende Arbeiten*40,46* werden sich ausführlich mit der Erklärung der beobachteten hohen Rückstreuung beschäftigen.

Verzeichnis der Symbole

Dieses Verzeichnis enthält Symbole, die häufig verwendet oder im Text nicht erklärt wurden. Zahlen in Klammern weisen auf Seiten in der Arbeit hin, auf denen spezielle Formulierungen für die jeweiligen Größen angegeben werden. Die Indizes e und i beziehen sich auf Elektronen und Ionen.

A	Fläche
$\vec{A}$	Vektorpotential
$\mathcal{A}_m$	spezielle Komponentendarstellung für $\vec{A}$ (9)
c	Lichtgeschwindigkeit
c_s	Ionenschallgeschwindigkeit (5)
c.c.	konjugiert komplexe Größen
$\dot{c}^*$	Korrekturparameter (48)
e	Elementarladung
$\vec{E}$	elektrisches Feld
f	Brennweite einer Linse
$f(z)$	Korrekturparameter (47)
F	Korrekturparameter (28)
g_E	Gauntfaktor (28)
g_H	Gauntfaktor (26)
g_H'	Modifikation von g_H (26)
g_H^*	Modifikation von g_H' (46)
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum
$\vec{K}$	Wellenvektor
$\vec{K}_{o,-,s}$	Wellenvektoren für einfallende Laser-, rückgestreute und ionenakustische Welle
k_B	Boltzmann-Konstante
K_{eff}	thermische Leitfähigkeit (36)
$\ln \Lambda_c$	Coulomblogarithmus
L	Länge des Wechselwirkungsvolumens

m	Ruhemasse des Elektrons
m_i	Ruhemasse des Ions i
M	Ruhemasse des Protons
n	Teilchendichte
n_c	kritische Elektronendichte für $\lambda_o = 10{,}6\,\mu$ ($n_c = 1 \cdot 10^{25}\ m^{-3}$)
n_o	relative Elektronendichte ($n_o = n_e / n_c$)
n_{jx}	fluktuierender Anteil der Teilchendichte n_j (7)
n^o	ortsunabhängiger Anteil der Teilchendichte n_j (7)
$\mathcal{N}$	Dichtestörung
P	Leistung
P/A	Bestrahlungsstärke
P_o/A	Bestrahlungsstärke für $\lambda = 10{,}6\mu$ im Wechselwirkungsvolumen (23)
$(P_o/A)_s$	Schwellwertbestrahlungsstärke
P_R	Leistung der rückgestreuten Strahlung
q_j	Ladung der Teilchensorte j
q_{Fl}	flußbegrenzter Wärmefluß (37)
q_{Sp}	Wärmefluß nach Spitzer (36)
r	Ortskoordinate (51,70)
Δr	Gradientenlänge für die Wärmeleitung (31)
t	Zeit
Δt	Zeitintervall
t_{eq}	Energieaustauschzeit zwischen Elektronen und Ionen (41)
t^*	Wechselwirkungsdauer (47)
T	Temperatur
ΔT	Temperaturdifferenz

v	Geschwindigkeit
$\bar{v}$	mittlere thermische Geschwindigkeit (37)
v_j	thermische Geschwindigkeit der Teilchensorte j (8)
$\overline{\lvert v_x \rvert}$	mittlere thermische Geschwindigkeit in eine Raumrichtung (43)
v_o	Quivergeschwindigkeit (9,23)
w_o	Strahltaille (52)
W	Energie
x	Ortkoordinate
Z	Ladung in Einheiten von $\lvert e \rvert$
α	Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung (26,46)
α_T	Temperaturleitfähigkeit (32)
β	Korrekturparameter (51)
β_{Fl}	Flußbegrenzungsparameter (30)
γ	SBS-Anwachsrate (15,16,17)
γ_F	Anwachsrate für Filamentierung (43)
Γ	Dämpfungsrate
$\Gamma_{-,p}$	Dämpfungsraten für elektromagnetische (7,14,19) und ionenakustische (14,19) Wellen
γ_j	Verhältnis der spezifischen Wärmen c_p/c_v für die Teilchensorte j
ε_o	Dielektrizitätskonstante
η	Feldstärkeparameter (15,29)
θ	Streuwinkel bei der SBS (17)
$\hat{\theta}$	Divergenzwinkel (52)
λ	Wellenlänge

λ_o	verwendete Wellenlänge des CO_2-Lasers, $\lambda_o = 10{,}6\,\mu$
λ_D	Debye-Länge
$\lambda_{e\text{-frei}}$	freie Weglänge der Elektronen (34)
μ	Brechungsindex (26)
ν	Frequenz
ν_o	Frequenz der verwendeten CO_2-Strahlung, $\nu_o = 2{,}8 \cdot 10^{13}\ s^{-1}$
$\Delta\nu$	Frequenzverschiebung der rückgestreuten gegenüber der einfallenden Strahlung
ν_{ei}	Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz (7,19)
ϱ	Ortskoordinate (46,70)
ϱ_o	Wechselwirkungsradius (31)
ψ^*	Korrekturparameter (45)
ω	Kreisfrequenz
$\omega_{o,-,s}$	Kreisfrequenzen der einfallenden Laserstrahlung ($\omega_o = 1{,}78\ 10^{14}\ s^{-1}$), der rückgestreuten Strahlung und der ionenakustischen Welle
ω_{ep}	Kreisfrequenz der Elektronenplasmawelle (82)
ω_{pj}	Plasmafrequenz der Teilchensorte j
Ω	Raumwinkel (91)

Literaturverzeichnis

1 F.F.Chen, Proc. of the International Conference on Plasma Physics (Vol.II), Nagoya, Japan (1980)

2 Z.A.Pietrzyk, T.N.Carlstrom, Appl.Phys.Lett.35, 681 (1979)

3 A.Ng, L.Pitt, D.Salzmann, A.A.Offenberger, Phys.Rev. Lett.42, 307 (1979)

4 B.Grek, H.Pepin, T.W.Johnston, J.N.Leboeuf, H.A. Baldis, Nuclear Fusion 17, 1165 (1977)

5 J.F.Drake, P.K.Kaw, Y.C.Lee, G.Schmidt, C.S.Liu, M.N.Rosenbluth, Phys.Fluids 17, 778 (1974)

6 P.Kaw, W.L.Kruer, C.S.Liu, K.Nishikawa in "Advances in Plasma Physics" (Vol.6), Ed.A.Simon und W.B.Thomson, Wiley, New York (1976)

7 D.W.Forslund, J.M.Kindel, E.L.Lindman, Phys.Fluids 18, 1002 (1975)

8 T.P.Hughes, Proc. of the Twentieth Scottish Universities Summer School in Physics, St.Andrews (1979)

9 F.F.Chen,private Vorweginformation, Auszug aus dem Arbeitsbericht für das 2. Halbjahr 1981 des "Electrical Engineering Department, University of California, Los Angeles"

10 L.Spitzer, jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York (1961)

11 J.M.Dawson, C.Oberman, Phys.Fluids 6, 394, (1963)

12 T.W.Johnston, J.M.Dawson, Phys.Fluids 16, 722 (1973)

13 T.Birmingham, J.M.Dawson, C.Oberman, Phys.Fluids 8, 297 (1965)

14 J.R.Stallcop, K.W.Billman, Plasma Physics 16, 1187 (1974)

15 H.Hora, H.Wilhelm, Nuclear Fusion 10, 111 (1970)

16 H.Brysk, J.Phys.A 8, 1260 (1975)

17 R.J.Bickerton, Nuclear Fusion 13, 457 (1973)

18 P.Monchicourt, P.A.Holstein, Phys.Fluids 23, 1475 (1980)

19 D.Shvarts, J.Delettrez, R.L.McCrory, C.P.Verdon, Phys.Rev.Lett.47, 247 (1981)

20 A.R.Bell, K.G.Evans, D.J.Nicholas, Phys.Rev.Lett. 46, 243 (1981)

21 E.U.Condon, H.Oldishaw, Handbook of Physics, McGraw Hill (1958)

22 L.Spitzer, jr., R.Härm, Phys.Rev.89, 977 (1952)

23 F.F.Chen, Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, New York (1977)

24 W.M.Manheimer, Phys.Fluids 20, 265 (1977)

25 15th European Conference on Laser Interaction with Matter, Schliersee, FRG, 18.-22.1.1982

26 F.F.Chen in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (Vol.3A), H.Hora und H.J.Schwartz (1975)

27 H.A.Baldis, P.B.Corkum, Phys.Rev.Lett.45, 1260 (1980)

28 G.Bertschinger, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1980)

29 K.H.Finken, G.Bertschinger, S.Maurmann, H.J.Kunze, J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer 20, 467 (1978)

30 K.H.Finken, G.Bertschinger, K.S.Hornady, Z.Naturforsch.31a, 1318 (1976)

31 A.E.Siegmann, An Introduction to Lasers and Masers, McGraw Hill (1971)

32 M.C.Richardson, N.H.Burnett, H.A.Baldis, G.D.Enright, R.Fedosejevs, N.R.Isenor, I.V.Tomov, in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (Vol.4A), H.J. Schwartz und H.Hora, Plenum Press, New York (1977)

33 J.Handke, SFB-Bericht 76-N3-009, Ruhr-Universität Bochum (1976)

34 E.Gellert, J.Handke, B.Kronast, Appl.Phys.13, 257 (1977)

35 P.B.Corkum, A.J.Alcock, D.J.James, K.J.Andrews, K.E.Leopold, D.F.Rollin, J.C.Samson, in "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" (Vol.4A), H.J.Schwartz und H.Hora, Plenum Press, New York (1977)

36 G.T.Shappert, Appl.Phys.Lett.23, 319 (1973)

37 E.Gellert, B.Kronast, SFB-Bericht 82-N3-003, Ruhr-Universität Bochum (1982)

38 R.J.Freiberg, P.P.Chenausky, C.J.Buczek, IEEE J.Quantum Elektron. QE-8, 802 (1972)

39 J.Handke, S.A.H.Rizvi, B.Kronast, Appl.Phys.25, 109 (1981)

40 B.Gellert, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum

41 R.G.Watt, R.D.Brooks, Z.A.Pietrzyk, Phys.Rev.Lett. 41, 170 (1978)

42 L.M.Goldman, M.C.Richardson, W.Seka, K.Tanaka, R. Bingham, E.Williams, Bull.of the American Phys. Society 26, 848 (1981)

43 K.Eidmann, R.Sigel, IPP-Bericht IV/46, Garching (1972)

44 M.J.Herbst, C.E.Clayton, F.F.Chen, Phys.Rev.Lett. 43, 1591 (1979)

45 A.A.Offenberger, M.R.Cervenan, A.M.Yam, A.W.Pasternak, J.Appl.Phys.47, 1451 (1976)

46 S.A.H.Kizvi, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum

47 J.P.Christiansen, D.E.T.F.Ashby, K.V.Roberts, Computer Physics Communications 7, 271 (1974)

48 H.Hotz, The Physics of Laser Fusion, Academic Press (1979)

49 E.S.Wyndham, J.D.Kilkenny, M.H.Chuaqui, A.K.L.Dymoke-Bradshaw, Vorveröffentlichung auf der EPS-IV, Stuttgart (1981)

50 A.Montes, M.Hubbard, C.Klen, I.J.Spalding, Appl. Phys.Lett.36, 632 (1980)

51 N.St.J.Braithwaite, A.Montes, L.M.Wickens, Plasma Physics 23, 713 (1981)

52 N.H.Burnett, H.A.Baldis, G.D.Enright, M.C.Richardson, P.B.Corkum, J.Appl.Phys.48, 3727 (1977)

53 C.E.Max, Phys.Fluids 16, 1480 (1973)

54 C.E.Clayton, C.Joshi, A.Yasuda, F.F.Chen, Phys.Fluids 24, 2312 (1981)

55 M.J.Herbst, C.E.Clayton, W.A.Peebles, F.F.Chen, Phys. Fluids 23, 1319 (1980)

56 M.J.Herbst, C.E.Clayton, F.F.Chen, J.Appl.Phys.51, 4080 (1980)

57 R.S.Massey, Z.A.Pietrzyk, D.W.Scudder, Phys.Fluids 21, 396 (1978)

58 R.Massey, K.Berggren, Z.A.Pietrzyk, Phys.Rev.Lett. 36, 963 (1976)

59 A.A.Offenberger, A.Ng, M.R.Cervenan, Can.J.Phys.56, 381 (1978)

60 D.J.Walsh, J.Meyer, B.Hilko, Appl.Phys.Lett.31, 82 (1981)

61 D.K.Neufeld, J.Appl.Phys.51, 237 (1980)

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl V des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt und vom Sonderforschungsbereich 162, Plasmaphysik Bochum/Jülich, durch Sachmittel unterstützt. Das Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich hat dankenswerterweise durch Bereitstellung von Geräten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. B. Kronast danke ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung während der Arbeit, sowie für zahlreiche Anregungen und Diskussionen. Insbesondere verdanke ich ihm die Teilnahme an den Sommerschulen "International School of Physics - Enrico Fermi - Varenna 1976" und der "Scottish Universities Summer School in Physics, St.Andrews, 1973", die mir die Möglichkeit gaben, meine Kenntnisse bezüglich verschiedener Lasersysteme und der Laser-Plasma-Wechselwirkung zu vertiefen. Darüber hinaus ermöglichte er mir - bei teilweise finanzieller Unterstützung seitens der DFG und des SFB - die Teilnahme am APS-Kongreß 1981 in New York und die anschließenden Besuche verschiedener Forschungsinstitute in den USA und Kanada.

Mein Dank gilt ferner den Herren Dr. G. Bertschinger, Dr. K.H. Finken und S. Naumann, die die Z-Pinch-Anlage aufbauten und das Plasma diagnostizierten, sowie besonders auch den Herren E. Gellert und S.A.A. Mizvi, die mich bei der Durchführung der Experimente unterstützten und in kritischen Situationen zur Seite standen.

Schließlich möchte ich es nicht versäumen, den am Lehrstuhl beschäftigten Technikern und den Angehörigen der Feinmechanischen Werkstatt für ihre Mitarbeit beim Aufbau und vor allem bei der Instandhaltung der für eine Universität sehr umfangreichen Experimente zu danken.

Lebenslauf

Am 23. März 1953 wurde ich als Sohn der Eheleute Wilhelm Handke und Gisela, geb. Hartwig, in Westerholt, Kreis Recklinghausen, geboren.

Nachdem ich von April 1959 bis April 1963 die evangelische Grundschule zu Westerholt besucht hatte, wechselte ich zum mathematisch-naturwissenschaftlichen Max-Planck-Gymnasium in Gelsenkirchen-Buer, wo ich im Mai 1971 meine Reifeprüfung bestand.

Im Wintersemester 1971/72 begann ich an der Ruhr-Universität Bochum das Studium der Physik und Mathematik. Am 26. Juni 1973 bestand ich dort die Diplom-Vorprüfung in Mathematik, am 11. Oktober 1973 die Diplom-Vorprüfung in Physik und am 24. November 1976 die Diplomprüfung in Physik. Die Diplomarbeit mit dem Titel "Aufbau und parametrische Untersuchungen eines Doppelentladungs-CO_2-Lasersystems" fertigte ich unter Anleitung von Prof. Dr. E. Kronast an.

Seit November 1976 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl V des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum tätig.

Seit dem 17. September 1977 bin ich mit Ulrike Teske verheiratet. Unsere Tochter Birgit wurde am 16. April 1981 geboren.

DER DRUCKER - Buscheystraße 138 - 4630 Bochum - Tel. (02 34) 70 41 16